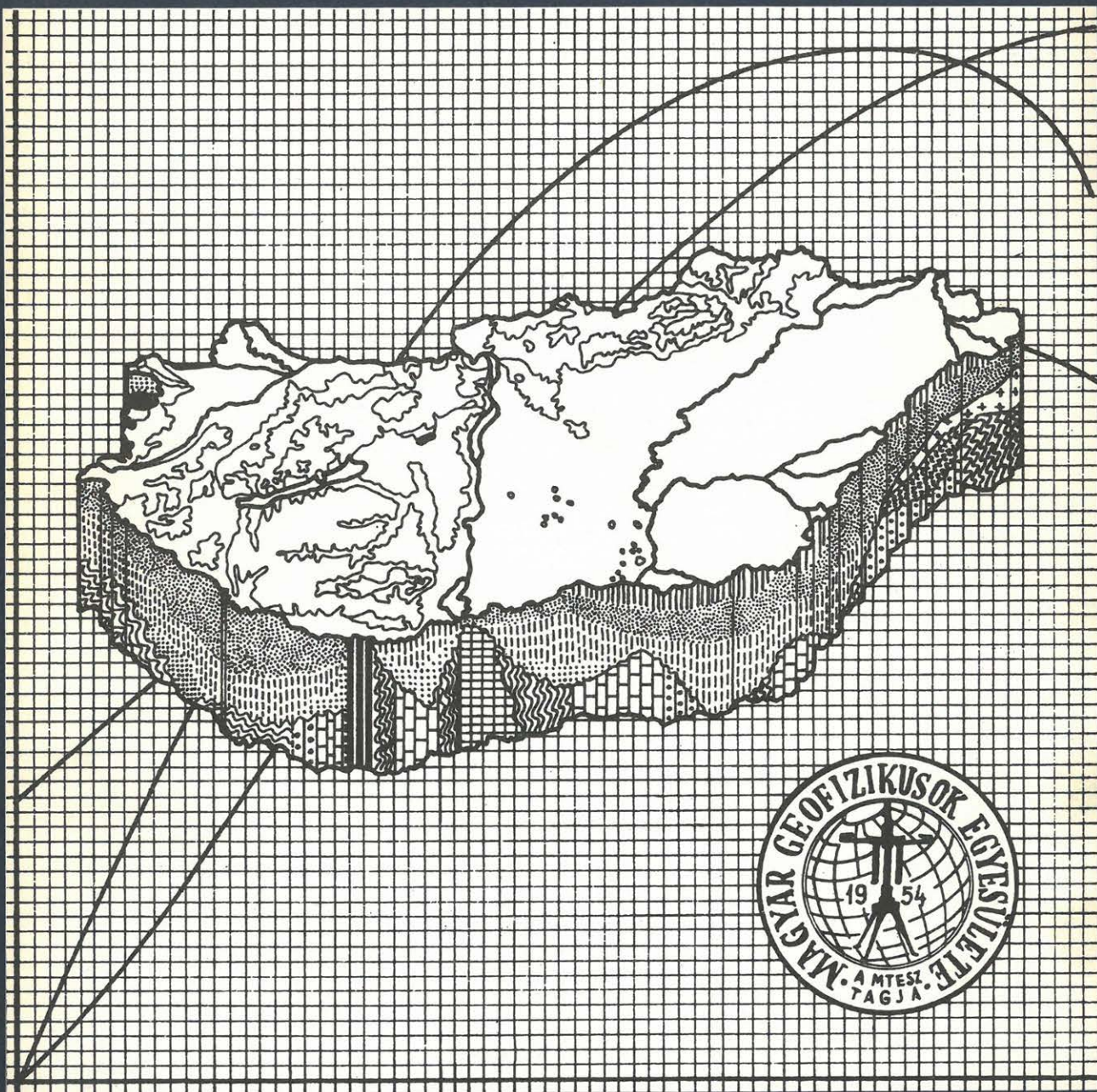


MAGYAR

GEOFIZIKA

1-2

A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA
BUDAPEST, 1990. XXXI. ÉVFOLYAM, 1-2. SZÁM

Ozalay
István

HU ISSN 0025—0120

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztőbizottság: Cziller Eszter, Csathó Beáta, dr. Ferenczy László, Gombár László, dr. Kis Károly, Kovács György, ifj. Somfai Attila, ifj. Zilahy Sebestyén László
Szerkesztőség címe: 1368 Budapest VI., Anker köz 1. félemelet 17. Postafiók: 240.

TARTALOM

<i>Szarka László</i> : A Coulomb-törvény: a geoelektromos anomáliák alapja	1
<i>Tálas Sándor</i> : Szeizmikus első beérkezések automatikus detektálására szolgáló eljárások összehasonlító vizsgálata	10
<i>Phung Kim San</i> : Az abonyi kutatási terület geofizikai méréseinek sztratifráfiai értelmezése	29
<i>Bodoky Tamás—Erdei Margit—Gutmann György—Scholtz Péter—Spanyol József</i> : A bányageofizikai kutatások újabb tapasztalatai a Dorogi Szénmedencében	37
<i>Szűcs Péter</i> : Függvénykapcsolatok megbízhatóságának növelése a leggyakoribb érték szerinti súlyok vizsgálata alapján	47
Közlési beszámoló	53

CONTENTS

<i>Szarka, L.</i> : Coulomb's law as a key of geoelectric anomalies.	1
<i>Tálas, S.</i> : Analysis of algorithm used for seismic first arrival picking	10
<i>Phung Kim San</i> : The seismic stratigraphical interpretation of the Abony area	29
<i>Bodoky, T.—Erdei, M.—Gutmann, Gy.—Scholtz, P.—Spanyol, J.</i> : Recent experiences gained from in-seam seismic surveys in the Dorog Coal Basin	37
<i>Szűcs, P.</i> : Improvement of the reliability of functional relations with weights derived on the basis of the most frequent value concept	47

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Сарка Л.</i> : Закон Кулона — основа геоэлектрических аномалий	1
<i>Талаш Ш.</i> : Сравнительное исследование методов автоматического определения первых сейсмических вступлений	10
<i>Фунг Ким Шан</i> : Стратиграфическая интерпретация геофизических разрезов разведочной площади Абонь	29
<i>Бодоки Т., Эрдей М., Гутман Д., Шолц П., Шпаньол Й.</i> : Новые результаты геофизических исследований в шахтах Дорогского угольного бассейна	37
<i>Сюч П.</i> : Увеличение надежности функциональных связей на основании исследования весов по наиболее частому значению	47

MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András felelős szerkesztő
A szerkesztőség címe: Budapest VI., Anker köz 1. fem. 17. 1368. Telefon: 112-9754
Kiadja: a Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat
1093 Budapest, Szamuely u. 44.
Telefon: 117-0011, 117-0028
Felelős kiadó: F. Nádor Mara igazgató
Egri Nyomda, Eger — Felelős vezető: Kopka László

* * *

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a hírlapkézbesítő hivataloknál, a Posta Hírlapelőfizetési és Lapellátási Irodáján, 1900 Budapest V., József nádor tér 1., vagy átutalással a 215—96 162 pénzforgalmi jelzőszámra. Egy szám ára: 32,50 Ft. Előfizetés félévre: 97,50 Ft, egy évre: 195 Ft. Külföldön terjeszti a Kultúra Könyv- és Hírlap Külkereskedelmi Vállalat, 1389 Budapest, Pf. 149. és a Magyar Média 1392 Budapest, Pf. 279. 86—253. Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében Megjelenik évente hatszor.



a rosszul megépített kutak mentén a víz az anyagot hordja, a kutakat szennyezi.

Az országban épülnek nagy beruházások, építmények, amelyhez komoly földtani jellegű ténykedés kapcsolódik. A probléma az, hogy a megelőző vizsgálatok és a vizsgálatok ellenőrzése egy kézben van. Jobb megoldásnak tartaná, ha mindez a geológusok és geofizikusok kezébe kerülne.

A hozzászólások és kiegészítések után a közgyűlés egyhangúlag elfogadta a főtitkár és az Ellenőrző Bizottság beszámolóját, majd a jutal-

mak és a kitüntetések bejelentése és átnyújtása következett.

Az Országos Elnökség határozata alapján az Egyesületben kifejtett társadalmi munkájáért

RENNER JÁNOS EMLÉKÉRMET kapott:

Bodoky Tamás,
Gerzson István.

Egyesületi emléklapot kapott:

Dorcsi Géza
Márcz Ferenc
Nemesi László
Pethő Iván
Szabó Imre.

Az 1988. évi legjobb magyar elméleti dolgozat címet:

Márcz Ferenc: *Post-storm of Ionospheric Absorption Depending on HSPS Characteristic.*

(Acta G. G. et M. 1988. 23. szám)

dolgozata kapta.

Az 1988. évi legjobb magyar gyakorlati dolgozat címet:

Steiner Ferenc: *Most Frequent Value Procedures.*
(Geofizikai Közlemények, 1988. vol. 34. No. 2—3.)

dolgozata kapta.

A közgyűlést jó hangulatú baráti vacsora zárta.

A Coulomb-törvény: a geoelektromos anomáliák alapja

S Z A R K A L Á S Z L Ó *

Az egyenáramú tér potenciálját a primér és szekunder források potenciáljának szuperpozíciójaként felírva rámutatunk az indukált elektromos töltések szerepének fontosságára. A két féltérből álló térben elhelyezett pontforrás potenciálterét az elektrosztatikus és az egyenáramú esetre párhuzamosan oldjuk meg. A potenciál analógiájának ellenére a határfeltételek részbeni különbsége miatt az elektrosztatikus és az egyenáramú jelenségek között lényeges különbség van: egyenáramú esetben az elválasztó síkon valódi töltésekből álló felületi töltésrendszer jön létre, míg sztatikus esetben térfogati polarizáció alakul ki, s ennek következtében a határfelületen polarizációs töltések keletkeznek. A valódi és a polarizációs töltések egymás közötti részaránya a dielektromos állandóktól függ, de összegüket (az összes szabad töltés mennyiségét) kizárólag a vezetőképesség-kontraszt határozza meg. E szabad töltések lesznek az elsődleges pontforrás mellett az elektromos tér másodlagos forrásai. A töltésrendszerek valóságosak, s a geoelektromos anomáliák megértésében fontos szerepük van annak ellenére, hogy az eredő elektromos tér kiszámítása ezen az úton általában sokkal nehezebb, mint a jól bevált módszerekkel.

Dividing the potential of the direct-current electromagnetic field into two parts: the potential of the primary sources and the potential due to secondary sources, the importance of induced electric charges is emphasized. The potential due to a point source near a plane interface between two homogeneous half spaces is solved parallel for the electrostatic and the direct-current problems. In spite of the analogy between the two potential fields significant difference appears between the electrostatic and the direct-current problems due to the partly different boundary conditions: in the direct-current problem the secondary sources are real surface charges appearing at the conductivity interface, while in the electrostatic problem polarization charges are induced. In dielectric-geoelectric problems some part of real charges may be substituted by polarization charges, in such a way that the relative proportion of real and polarization charges is determined by the dielectric parameters but the total amount of charges is controlled exclusively by the conductivity contrast. The induced charge systems have important role in understanding geoelectric anomalies in spite of that the determination of the resultant electric field in this way is much more difficult than by using traditional method.

Исходя из суперпозиции первичной и секундерной частей потенциала электромагнитного поля прямого тока, в этой статье изучается значительность электрических зарядов в геоэлектрических проблемах. Выражение потенциала точечного источника находящегося в пространстве состоящем из двух однородного полупространства разрезано параллельно на диэлектрический проблем и на случай прямого тока. Несмотря на аналогию этих двух потенциалов, показалась большая разница между диэлектрическим и электрическим явлениями в случае прямого тока на поверхности между двумя полупространствами появляются реальные заряды, а в электростатике — из-за объемной диэлектрической поляризации — появляются поляризационные заряды. Разделение этих двух вида зарядов зависит от диэлектрических свойств, но их сум определяется только геоэлектрическими проводимостями. В понятии геоэлектрических аномалий системы зарядов имеют важный роль, а вычисление электрического поля на основе эффекта зарядов кажется сложнее чем по традиционным методам.

Az egyenáramú tér potenciálját a primér és szekunder források potenciáljának szuperpozíciójaként felírva rámutatunk az indukált elektromos töltések szerepének fontosságára. A két féltérből álló elhelyezett pontforrás potenciálterét az elektrosztatikus és az egyenáramú esetre párhuzamosan oldjuk meg. A potenciál analógiájának ellenére a határfeltételek részbeni különbsége miatt az elektrosztatikus és az egyenáramú jelenségek között lényeges különbség van: egyenáramú esetben az elválasztó síkon valódi töltésekből álló felületi töltésrendszer jön létre, míg sztatikus esetben térfogati polarizáció alakul ki, s ennek következtében a határfelületen polarizációs töltések keletkeznek. A valódi és a polarizációs töltések egymás

közötti részaránya a dielektromos állandóktól függ, de összegüket (az összes szabad töltés mennyiségét) kizárólag a vezetőképesség-kontraszt határozza meg. E szabad töltések lesznek az elsődleges pontforrás mellett az elektromos tér másodlagos forrásai. A töltésrendszerek valóságosak, s a geoelektromos anomáliák megértésében fontos szerepük van annak ellenére, hogy az eredő elektromos tér kiszámítása ezen az úton általában sokkal nehezebb, mint a jól bevált módszerekkel.

Bevezetés

A háromdimenziós szerkezetek fölötti elektromágneses tér általános jellemzőit tanulmányozva látszólagos ellentmondás érződik a váltóáramú terek nagyperiódusú határesetre és a tiszta egyen-

* MTA Geodéziai és Geofizikai Kutató Intézet, Sopron

áramú tér sajátosságai között, mert a differenciál-egyenletek felírásakor és azok matematikai megoldása során már nem mutatkozik meg tisztán a fizikai folyamatok lényege. Az okok boncolásakor meglepően egyszerű összefüggések derültek ki a geoelektromos anomáliák eredetére vonatkozóan. Ezek az összefüggések alapján véve már korábban is ismertek voltak, de a geoelektromos kutatásokban teljességgel háttérbe szorultak, mivel a kutatások évtizedeken keresztül az anomáliák és a geoelektromos paraméterek közvetlen kapcsolatának meghatározására irányultak.

A dolgozat célja, hogy rávilágítson a geoelektromos anomáliák valódi forrására, az indukált határfelületi és polarizációs töltésekre. Megjegyezzük, hogy a geoelektromos térszámítási módszerekben ez a megközelítés semmiféle változtatást nem indokol, a tanulmány csupán az okok tisztázásához járul hozzá, és felhívja a figyelmet arra, hogy az egyre bonyolultabb térszámítási eljárások alkalmazása során sem szabad megfedkezni a geoelektromos anomáliák tényleges forrásairól.

1. Általános formulák

Az elektromos és a mágneses térerősség kifejezése az \vec{A} vektorpotenciál és a Φ skalárpotenciál segítségével:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\partial \vec{A}(\vec{r})}{\partial t} - \text{grad} \Phi \quad (1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A}(\vec{r}), \quad (2)$$

ahol (ha a tér összes forrását ismerjük):

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV, \quad (3)$$

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\delta(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV, \quad (4)$$

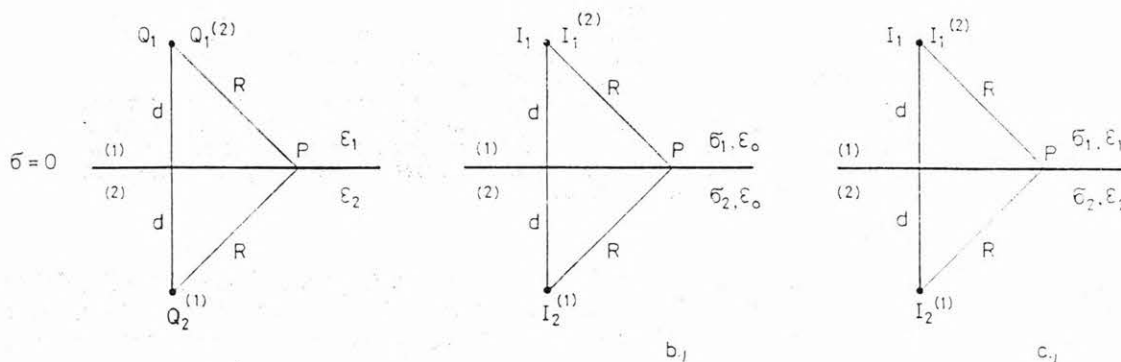
\vec{j} és δ a térbeli áram-, illetve töltéssűrűség.

Egyenáram esetén $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0$, következésképpen az

elektromos térerősség egyszerűen egy skalárfüggvény gradienseként adható meg. Geoelektromos fejjel gondolkodva, a potenciált a tér gerjesztőforrásai és a geoelektromos paraméterek (tehát pl. a rétegvastagságok és vezetőképességek) egyaránt befolyásolják. Vajon valójában mi a szerepe a vastagságoknak és a vezetőképességeknek, azaz a geoelektromos paramétereknek?

A potenciál általános alakja rámutat arra, hogy a mélyben töltéseknek kell lenniük, s minden bizonnyal ezek a potenciálfüggvény járulékos forrásai. Amikor tehát bármilyen egyenáramú mérést végzünk, mindenféle anomália a mélyben képződő szabad töltések vonzó-taszító hatásának megnyilvánulása. Az állítás akármilyen nyilvánvaló, a geofizikai gyakorlat felől közelítve mégis bizarrnak tűnik.

A töltések szerepét ugyanis hajlamosak voltunk az elektrosztatikára korlátozni, de be kell látni,



ГЕО 90/1-1

1. ábra. Pontforrás sík határfelülettel érintkező félterek közelében a) elektrosztatikus probléma, b) és c) egyenáramú probléma. Q_1, I_1 : eredeti források; $Q_2^{(1)}, I_2^{(1)}$: a (2) közegbe odaképzelt tükörforrások; $Q_2^{(2)}, I_2^{(2)}$: az (1) közegben látszólag ott lévő pontforrások

A határfelületen lévő megfigyelési ponttól mindegyik valódi és képelt forrás R távolságra van.

Рис. 1. Точечный источник близко от поверхности между двумя полупространствами. а) Электростатический проблем, б) и в) Случай прямого тока, Q_1, I_1 : оригинальные источники; $Q_2^{(1)}, I_2^{(1)}$: зеркальные изображения в полупространстве (2); $Q_2^{(2)}, I_2^{(2)}$: кажущиеся источники в полупространстве (1) как видно из полупространства (2). Р: расстояние между оригинальными/отраженными источниками и местом измерения

Fig. 1. Point source near to a plane interface between two adjacent half spaces. a) Electrostatic problem, b) and c) Direct current problems. Q_1, I_1 : original sources; $Q_2^{(1)}, I_2^{(1)}$: image source in medium (2), $Q_2^{(2)}, I_2^{(2)}$: apparent sources in medium (1) as felt from medium (2)

The distance between the original/image sources and the observation point at the interface is R .

hogy a Coulomb-törvény az egyenáramú terek esetén ugyanúgy érvényes, mint a statikus esetben. (Sőt mi több, a Coulomb-törvény váltóáramú terek esetén is érvényes, de ez már nem tartozik cikkünk témakörébe.)

Az alábbiakban egy egyszerű példán az elektrosztatikus és az egyenáramú tér viszonyainak összehasonlításával megpróbáljuk szemléltetni a hasonlóságokat és a különbségeket.

2. Pontforrás elektromos tere réteghatár közelében

Tételezzünk fel az 1. ábra szerinti elrendezésben egy elektromos határfelület közelében lévő pontforrást. Elektrosztatikus esetben a két féltér dielektromos állandója legyen ε_1 és ε_2 és a Q_1 pontforrás helyezkedjen el az (1) féltérben. Mindkét közeg elektromos vezetőképességének nullának kell lennie, mert ellenkező esetben megindulna a töltések vándorlása és ekkor már nem beszélhetnénk elektrosztatikáról. Az egyenáramú esetben a két féltér elektromos vezetőképessége legyen σ_1 és σ_2 és az I_1 pontforrás helyezkedjen el az (1) féltérben. Első közelítésben mindkét közeg ε_0 dielektromos állandója legyen egyenlő a vákuum dielektromos állandójával, de foglalkozunk az egyenáramú probléma polarizálható közegekben való megoldásával is.

A problémát az általánosított tükörtlöltések módszerével (Simonyi, 1967) fogjuk megoldani. Bebizonyítható ugyanis az ún. Thomson-elv (Stratton, 1941) alapján, hogy a határfelület közelében az (1) közegben kialakuló potenciált meg lehet határozni az eredeti Q_1 töltés és annak (2) közegbeli $Q_2^{(1)}$ tükörképe potenciálja összegeként. Ugyanakkor a (2) közegben a potenciál olyan, mintha az (1) közegben nem Q_1 , hanem egy bizonyos $Q_1^{(2)}$ töltés működne. Ugyanez az elv érvényes az I_1 , $I_1^{(2)}$, $I_2^{(1)}$ áramforrásokra is.

Az elektrosztatikus és az egyenáramú probléma alapegyenleteit az áttekinthetőség érdekében táblázatos formában (1. táblázat) foglaltuk össze.

A táblázat első sora szerint a két probléma hasonlóságát a potenciálok $Q/\varepsilon = I/\sigma$ analógiája biztosítja. (Statisztikus esetben a töltés „örökké” megmarad, miközben egyenáramú esetben a töltések a forrásból elvándorolnak és az időbeli változatlanúság feltétele a töltés folyamatos és állandó utánpótlása. Egy σ vezetőképességű és ε dielektromos állandójú közegbe hirtelen odahelyezett Q töltés az időben exponenciálisan csökkent, s az időállandója éppen σ/ε , ami azt jelenti, hogy $\varepsilon = \varepsilon_0$ és $\sigma = 1$ ohm m^{-1} esetén a töltés kb. 10^{-10} s alatt csökken e-ad részére.)

A táblázat második és harmadik sora a határfeltételeket foglalja össze. Az első határfeltétel mindkét esetben ugyanaz: a potenciáloknak a réteghatáron folyamatos átmenete van. A második határfeltétel különbözősége vezet az elektrosztatikus és az egyenáramú jelenségek lényegi különbségéhez.

Az elektrosztatikus esetben a határfeltétel a $\text{div } D = \delta_r$ egyenletből adódik, ahol δ_r a valódi

térfogati töltéssűrűséget jelenti. Mivel mindkét közeg szigetelő, ezért valódi töltések maguktól sehol sem keletkezhetnek, tehát felírhatjuk a $D_{n1} = D_{n2}$ határfeltételt. Az egyenáramú esetben viszont az áram folytonosságát kell feltételeznünk: amennyi áram a határfelület egyik oldalára befolyik, a másik oldalán ugyanannyinak ki is kell folyni, tehát $j_{n1} = j_{n2}$.

A két határfeltételből $Q_1^{(2)}$ -re és $Q_2^{(1)}$ -re, illetve $I_1^{(2)}$ -re és $I_2^{(1)}$ -re teljesen azonos alakú kétismeretlenes egyenletrendszer állítható fel, mindössze annyi a különbség, hogy együttthatóként az egyik esetben a dielektromos állandók, a másik esetben pedig a vezetőképességek szerepelnek.

A táblázat következő sora a kétismeretlenes egyenletrendszer megoldását mutatja: mind az elektrosztatikus, mind az egyenáramú probléma valóban leírható a tükörtlöltések módszerével. Tükörtlöltések persze a valóságban nem léteznek, mindössze annyi a szerepük, hogy matematikailag helyettesítsék a közegekben, illetőleg a közegeghatáron kialakuló szabad töltések hatását.

A táblázat utolsó sora szerint elektrosztatikus esetben a töltések polarizáció következtében jönnek létre. A polarizáció ott lesz a nagyobb, ahol az ε dielektromos állandó (a polarizálhatóság) nagyobb. A közegek belsejében a pozitív és a negatív töltések összege mindenütt nulla, kivéve a határfelületet. Szabad polarizációs töltések tehát a határfelületen alakulnak ki.

Egyenáramú esetben — vezető közegről lévén szó — a valódi töltések el is tudnak vándorolni és törvényszerű, hogy éppen a határfelületen kell felhalmozódniuk. Ha a közegek nemcsak áramvezetők, hanem polározhatók is, a határfelületen valódi és polarizációs töltések egyaránt felhalmozódnak. Megoszlásuk a dielektromos állandóktól és vezetőképesség-kontrasztól egyaránt függ, de összegük a dielektromos állandók értékétől függetlenül mindig megegyezik a vezetőképesség-kontraszt által meghatározott mennyiséggel.

A 2. ábra jelöléseit használva a potenciálok mindhárom esetre érvényes alakját az alábbi helyettesítésekkel adjuk meg:

C_1 : a forrás erőssége (Q_1 illetve I_1),
 α_i : a közeg paramétere (ε_i illetve σ_i),

$$k_{12} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} : \text{reflexiók együttható,}$$

$$1 - k_{12} : \text{transzmissziós együttható.}$$

A potenciál alakja az (1) közegben:

$$\Phi^{(1)} = \frac{C_1}{4\pi\alpha_1} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-d)^2 + r^2}} + \frac{k_{12}}{\sqrt{(z+d)^2 + r^2}} \right] \quad (z > 0). \quad (5)$$

A (2) közegben:

$$\Phi^{(2)} = \frac{C_1}{4\pi\alpha_2} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-d)^2 + r^2}} - \frac{k_{12}}{\sqrt{(z-d)^2 + r^2}} \right]$$

Sík határfelülettel rendelkező félterek közelében lévő elektrosztatikus és egyenáramú pontforrás potenciálterének és a felületi töltéssűrűségnek a meghatározása

Table 1.

Determination of the potential and the surface charge system due to electrostatic and direct current point sources near to a plane interface between two half spaces

Таблица 1.

Определение потенциала и поверхностного системы зарядов электростатического точечного источника близко от поверхности между двумя полупространствами

	a) Elektrosztatika ($\varepsilon_1, \varepsilon_2, \sigma_i = a$)	b) Egyenáramú tér ($\sigma_1, \sigma_2, \varepsilon_i = \varepsilon_0$)	s) Egyenáramú tér ($\sigma_1, \sigma_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$)
Potenciál homogén térben:	$U_Q = \frac{Q}{4\pi\varepsilon R} + \text{const.}$	$U_I = \frac{I}{4\pi\sigma R} + \text{const.}$	$U_I = \frac{I}{4\pi\sigma R} + \text{const.}$
Határfeltételek			
Potenciál folytonossága:	$\frac{Q_1}{4\pi\varepsilon_1 R} + \frac{Q_2^{(1)}}{4\pi\varepsilon_1 R} =$ $\frac{Q_1^{(2)}}{4\pi\varepsilon_2 R},$ amiből $\varepsilon_2(Q_1 + Q_2^{(1)}) = \varepsilon_1 Q_1^{(2)}$	$\frac{I_1}{4\pi\sigma_1 R} + \frac{I_2^{(1)}}{4\pi\sigma_1 R} =$ $\frac{I_1^{(2)}}{4\pi\sigma_2 R},$ amiből $\sigma_2(I_1 + I_2^{(1)}) = \sigma_1 I_1^{(2)}$	$\frac{I_1}{4\pi\sigma_1 R} + \frac{I_2^{(1)}}{4\pi\sigma_1 R} =$ $\frac{I_1^{(2)}}{4\pi\sigma_2 R},$ amiből $\sigma_2(I_1 + I_2^{(1)}) = \sigma_1 I_1^{(2)}$
$E_{\text{el}}^{\text{ek}} \text{trostatika:}$ \vec{D} folytonos	$\varepsilon_1 E_{n_1} = \varepsilon_2 E_{n_2},$	$\sigma_1 E_{n_1} = \sigma_2 E_{n_2},$	$\sigma_1 E_{n_1} = \sigma_2 E_{n_2},$
Egyenáramu tér: \vec{j} folytonos	amiből $Q_1 = Q_1^{(2)} + Q_2^{(1)}$	amiből $I_1 = I_1^{(2)} + I_2^{(1)}$	amiből $I_1 = I_1^{(2)} + I_2^{(1)}$
A kétismeretlenes egyenletrendszer megoldása:	$Q^{(2)} = Q_1 \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2},$ $Q^{(1)} = Q_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$	$I^{(2)} = I_1 \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2},$ $I^{(1)} = I_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$	$I^{(2)} = I_1 \frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2},$ $I^{(1)} = I_1 \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$
A kialakuló határfelületi töltések jellege:			
($\tau_r = D_{n_2} - D_{n_1}$; valódi töltés; $\tau_p = P_n - P_{n_2}$; polarizációs töltés)	$\tau_p^a = \frac{Q_1 d(k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \times$ $\times \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\varepsilon_2} \right) =$ $= \frac{\varepsilon_0 Q_1 d k_{12}}{2\pi \varepsilon_1 R^3}$ $\tau_r^a = 0$	$\tau_p^b = 0$ $\tau_r^b = \frac{\varepsilon_0 I_1 d(k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \times$ $\times \left(\frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{\sigma_1} \right) = \frac{\varepsilon_0 I_1 d k_{12}}{2\pi \sigma_1 R^3}$	$\tau_p^c = \frac{I_1 d(k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \times$ $\times \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\sigma_1} - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\sigma_2} \right)$ $\tau_r^c = \frac{I_1 d(k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \times$ $\times \left(\frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\sigma_1} \right)$ $\tau_p^c = \tau_r^b$

$$(z < 0). \quad (6a)$$

A későbbiekben meglátjuk, hogy fontos fizikai jelentése van annak, hogy $\Phi^{(2)}$ -t a következő módon is fel lehet írni:

$$\Phi^{(2)} = \frac{C_1}{4\pi\alpha_1} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-d)^2 + r^2}} + \frac{k_{12}}{\sqrt{(z-d)^2 + r^2}} \right] \quad (z < 0). \quad (6b)$$

A jobboldali első tag a források primér teréből származik, a második tag a szabad töltések hatása. A potenciál ismeretében az r, φ, z hengerkoordiná-

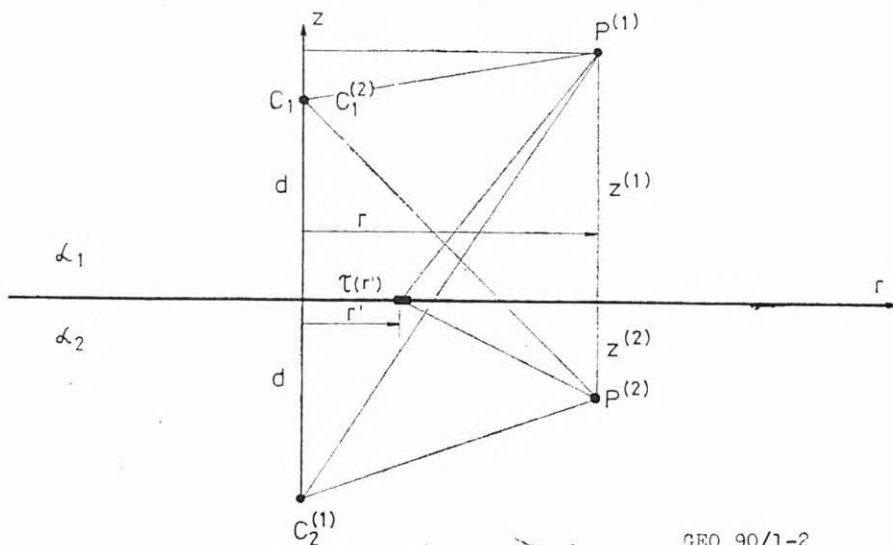
náta-rendszerben a tér többi jellemzője is levezethető.

Pl. az elektromos térerősséget az

$$\vec{E}_0 = \{E_r; 0; E_z\} = \left\{ -\frac{\partial\Phi}{\partial r}; 0; -\frac{\partial\Phi}{\partial z} \right\} \quad (7)$$

összefüggés adja. (A 0 index azt jelzi, hogy $\varepsilon_i = \varepsilon_0$. Ha $\varepsilon_i \neq \varepsilon_0$, akkor az egyenáramú esetben sem szabad elfelejteni, hogy $\vec{E}_i = \varepsilon_0 \vec{E}_0 / \varepsilon_i$.)

Az elektromos térerősségnek egyaránt forrásai a valódi és a polarizációs töltések, amint az a polározás $\vec{P}_i = (\varepsilon_i - \varepsilon_0) \vec{E}_i$ vektorának bevezetésével a $\text{div } \vec{D} = \delta_r$ egyenletből belátható:



GEO 90/1-2

2. ábra. Jelölések a sík határfelület közelében lévő pontforrás elektrosztatikus és egyenáramú terének számításához: C_1 : az eredeti forrás; $C_2^{(1)}$: a (2) közegbe odaképzelt tükörforrás; $C_1^{(2)}$: az (1) közegbe odaképzelt helyettesítő forrás ahogyan az a (2) közegből látszik

Az r , φ , z koordinátarendszerben a megfigyelési pont koordinátája r és z , a τ töltéssűrűség radiális koordinátája r' .

Рис. 2. Обозначение к вычислению электростатического и электрического поля из-за одного точечного источника находящегося близко от плоской поверхности между двумя полупространствами. C_1 : оригинальный источник; $C_2^{(1)}$: зеркальное изображение в полупространстве (2); $C_1^{(2)}$: кажущиеся источники в полупространстве (1) как видно из полупространства (2). Цилиндрические координаты места измерения r и z . r' : радиальный координат поверхностных зарядов τ

Fig. 2. Designations for the calculation of electrostatic and direct-current fields due to a point near to a plane interface between two adjacent half spaces; C_1 : original source; $C_2^{(1)}$: image sources in medium (2); $C_1^{(2)}$: apparent source in medium (1) as felt from medium (2)

Cylindrical coordinates of the observation point are r and z . Radial coordinate of the surface charge density τ is r' .

$$\operatorname{div}(\vec{P} + \varepsilon_0 \vec{E}) = \delta_r \quad (8a)$$

$$\varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = \delta_r - \operatorname{div} \vec{P} \quad (8b)$$

Az egyenletben δ_r a valódi tértöltéseket, $-\operatorname{div} P$ pedig a szabad polarizációs tértöltéseket jelenti. (Szabad töltésnek eddig is és ezután is a valódi és a polarizációs töltések összegét nevezzük.)

A polarizációs töltéssűrűség kifejezése C_1 és α_1 valamint α_2 segítségével.

$$\tau_p = \frac{C_1 d (k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\alpha_1} - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\alpha_2} \right). \quad (9)$$

A valódi töltések sűrűségét az alábbi általános alak adja:

$$\tau_r = \frac{C_1 d (k_{12} - 1)}{4\pi R^3} \left(\frac{\varepsilon_2}{\alpha_2} - \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} \right). \quad (10)$$

A $\tau_f = \tau_p + \tau_r$ szabad töltéssűrűség ε_1 -től és ε_2 -től valóban független.

3. A határfelületi szabad töltésrendszer jellege aszimptotikus esetekben

Egyenáramú esetben a határfelületi szabad töltéssűrűséget a

$$\tau_f(r) = \frac{\varepsilon_0 I_1 d k_{12}}{2\pi \sigma_1 \sqrt{(d^2 + r^2)^3}} \quad (11)$$

kifejezés adja meg. A határfelületen elhelyezkedő összes töltés felületi integrállal számítható ki:

$$Q = \int_0^\infty \tau_f(r) 2\pi r dr = \varepsilon_0 I_1 k_{12} / \sigma_1 \quad (12)$$

Ha I_1 és k_{12} pozitív (azaz ha $\sigma_1 > \sigma_2$), τ_f és Q szintén pozitív. Tehát ha a forrással szembeni féltér (réteg) vezetőképessége kisebb mint a forrást tartalmazó féltér vezetőképessége, akkor a felületen a forrással azonos előjelű szabad töltés indukálódik, de az indukált töltés a forrásával ellentétes előjelű lesz, ha $\sigma_2 > \sigma_1$. Ha $\sigma_2 \rightarrow \infty$, $k_{12} = -1$, a határfelületen az eredeti töltéssel azonos nagyságú, de ellentétes előjelű töltés indukálódik. Ha $\sigma_2 \rightarrow 0$, akkor $k_{12} \rightarrow +1$, s a forrással azonos előjelű indukált töltés egyre kevésbé engedi, hogy az áram belépjen a szigetelő közegbe. Ha $\sigma_2 = 0$, akkor a szigetelőben egyáltalán nincs áram.

4. A potenciál meghatározása integrálformulák segítségével

A Φ skalárpotenciálra vonatkozó (4) egyenlet akkor érvényes, ha a V' integrálási tartomány az összes forrást magában foglalja. Ha azonban a V' tartományon kívül is vannak még források, akkor Green tétele segítségével bebizonyítható, hogy az örvénymentes forrásos tér Φ potenciálját a V' térfogatbeli $\Delta\Phi$ ismeretében akkor tudjuk meghatározni, ha ismerjük a V' térfogatot körülvevő

felületen Φ és $\partial\Phi/\partial n$ értékét is. (Az n normális a V' térfogathoz kifelé mutat.) Tehát:

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{\Delta\Phi(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' - \frac{1}{4\pi} \times \\ \times \int_{A'} \left(\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\partial\Phi(\vec{r}')}{\partial n} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \right) dA'. \quad (13)$$

Mivel a tétel csak akkor alkalmazható, ha Φ és $\frac{\partial\Phi}{\partial n}$ a téren belül reguláris, ezért azokat a felületeket, ahol akár Φ , akár $\frac{\partial\Phi}{\partial n}$ ugrásszerű változást szenved, mindenképpen ki kell zárni az integrálási tartományból. Esetünkben a $z=0$ felszínen a $\frac{\partial\Phi}{\partial n}$ -nek diszkontinuitása van, ezt tehát egy $z=0$ síkra alulról és felülről rásimuló síkkal ki kell venni a tartományból.

A V' tartomány külső határait ugyanakkor végtelen nagyra tágíthatjuk. Bebizonyítható, hogy a potenciál általános kifejezése az alábbi alakú lesz:

$$4\pi\Phi(\vec{r}) = \int_{V'} \frac{\Delta\Phi(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' + \\ + \int_{A'(z=0)} \frac{\tau(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dA' + \\ + \int_{A'(z=0)} \nu(\vec{r}') \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\partial}{\partial n} dA', \quad (14)$$

ahol:

$\tau = \varepsilon_0 \left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)_1 - \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)_2 \right]$: a felületi töltéssűrűség értéke,

$\nu = \varepsilon_0(\Phi_1 - \Phi_2)$: a felületi kettősréteg momentuma.

Feltételezésünk szerint a határfelületen $\Phi_1 = \Phi_2$, tehát a $z=0$ síkon kettősréteg nincs. Felületi töltés viszont szükségszerűen keletkezik, mivel $\left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)_1 \neq \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)_2$. (Itt jegyezzük meg, hogy ha a potenciálok folytonossága helyett a $\frac{\partial\Phi}{\partial n}$ folytonosságát írtuk volna elő, akkor a határfelületeken nem felületi töltések, hanem kizárólag elektromos kettősrétegek lennének.)

A térfogati integrálban szereplő $\Delta\Phi$ nem más, mint

$$\Delta\Phi = -\text{div}(-\text{grad}\Phi) = -\text{div}\vec{E} \quad (15)$$

$\text{div}\vec{E}$ pedig — attól függően, hogy az elektrosztatikus, vagy az egyenáramú esetet vizsgáljuk — az alábbi módon alakítható:

$$\text{div}\vec{E} = \text{div}\vec{D}/\varepsilon = (1/\varepsilon)\text{div}\vec{D} + \vec{D} \text{grad}(1/\varepsilon), \quad (16)$$

$$\text{div}\vec{E} = \text{div}\vec{j}/\sigma = (1/\sigma)\text{div}\vec{j} + \vec{j} \text{grad}(1/\sigma). \quad (17)$$

Mivel a térfogati integrálás tartományából kizártuk azt a felületet, ahol ε -nak, illetőleg σ -nak változásai vannak, ezért a V' térfogaton belül $\text{grad}(1/\varepsilon) = \text{grad}(1/\sigma) = 0$.

Ezért

$$\int_{V'} \frac{\Delta\Phi}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' = \int_{V'} \frac{-\text{div}\vec{D}}{\varepsilon|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (18)$$

(elektrosztatikus eset)

$$\int_{V'} \frac{\Delta\Phi}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' = \int_{V'} \frac{-\text{div}\vec{j}}{\sigma|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (19)$$

(egyenáramú eset).

Valódi forrás a V' térfogatban egyetlen pont kivételével nincs, ezért az integrált elegendő a forráspont közvetlen környezetére korlátozni. A Gauss—Osztrogradszkij tétel és az integrál-középtérték-tétel segítségével bebizonyítható, hogy esetünkben (közös C és α jelöléseket használva):

$$\frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{\Delta\Phi(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' = \frac{C_1}{4\pi r \alpha_1}. \quad (20)$$

Igy tehát a potenciált az alábbi kifejezés adja:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{C_1}{4\pi r \alpha_1} + \frac{1}{4\pi} \int_{A'} \frac{\tau(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dA'. \quad (21)$$

Ezzel lényegében bebizonyítottuk, hogy az (5) és a (6b) egyenletekben a potenciálkifejezés második tagja valóban a felületi töltésekből származó potenciálrészt fejezi ki. A numerikus ellenőrzéshez a $\tau_i(r)$ felületi töltés $\Phi_\tau(r, z)$ potenciálját az alábbi alakban írjuk fel:

$$\Phi_\tau(r, z) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{\tau_i(r')}{\sqrt{z^2 + (r-r')^2}} 2\pi r' dr' = \\ = \frac{C_1 k_{12}}{4\pi\alpha_1} \int_0^\infty \frac{r' dr'}{\sqrt{(d^2 + r'^2)^3} \sqrt{z^2 + (r-r')^2}}. \quad (22)$$

Bonyolult levezetéssel bebizonyítható, hogy az $U_\tau(r, z)$ nem más, mint az (5) és (6b) összefüggések jobb oldalának második tagja:

$$\Phi_\tau(r, z) = \frac{C_1 k_{12}}{4\pi\alpha_1 \sqrt{(d+|z|)^2 + r^2}}. \quad (23)$$

A potenciálok az egyszerű tükörtöltéses módszerrel, valamint a fizikailag ténylegesen létező valódi és polarizációs töltésekből való meghatározása tehát azonos eredményre vezetett. A formulák alakjából az is látható, hogy a nem túl bonyolult

töltéssűrűségéből a potenciál meghatározása komoly integrálási nehézségekbe ütközik. (Nem meglepő, hogy a potenciál meghatározása a tér egy pontjában lényegesen egyszerűbb, mint a tér forrásainak (azaz az összes szabad töltés helyének és nagyságának) meghatározása, s a potenciál ezekből való kiszámítása.) A Coulomb-törvény alapján történő integrálás geoelektromos jelentősége elsősorban abban van, hogy figyelembe veszi a tér tényleges forrásait: a határfelületen kialakuló szabad töltéseket, továbbá rámutat arra, hogy a határfeltételek és a Coulomb-törvény együttesen egyértelműen meghatározzák az egyenáramú téreloszlást.

5. Geoelektromos anomáliák értelmezése a Coulomb-törvény alapján

A Coulomb-törvény ponttöltés elektromos erőterét írja le, de némi integrálással tetszőleges térfogati- és felületi töltéssűrűsége is alkalmazható. Lássunk néhány példát, miként lehet a Coulomb-törvény segítségével a geoelektromos anomáliákat értelmezni, s ebből a megközelítésből milyen következtetések vonhatók le. A következtetések minden olyan esetre igazak, ahol a határfelületen a potenciáloknak folytonos változása van.

5.1. Homogén féltér felszínén elhelyezkedő I erősségű pontforrás potenciáltere

A potenciál képlete a teljes féltérétől annyiban különbözik, hogy a teljes térre vonatkozó $\frac{1}{4\pi}$ együttható helyett a féltérre érvényes $\frac{1}{2\pi}$ szerepel. Az (5) és (6b) egyenlet $d=0$ és $k_{12}=-1$ és $z=0$ helyettesítéssel

$$\Phi = \frac{I_1}{4\pi\sigma_1} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r} \right) = \frac{I_1}{2\pi\sigma_1 r}. \quad (24)$$

A középső kifejezés egyik tagja a pontforrás teljes

térbeli potenciálját írja le, a másik pedig a vízszintes felszínen indukálódott szabad töltésrendszerét. Az összesen $\varepsilon_0 I_1 / \sigma_1$ erősségű felszíni ösztöltés helyettesítő töltése egybeesik az eredeti forrással, ezért kétszereződik meg a féltér fölötti potenciál a teljes térhez képest. A térerősségleoszlást tehát itt is a határfelületi szabad töltésrendszer határozza meg. (Érdekes, hogy a jelenség egyértelmű leírásához az Ohm-törvény közvetlen figyelembe vételére nincs is szükség.)

5.2. Horizontális rétegsor VESZ-anomáliája

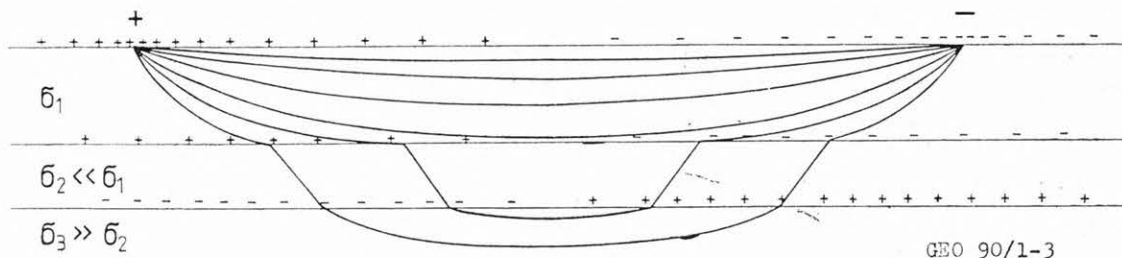
Egy háromréteges, a rétegeken belül homogén ($\sigma_1 > \sigma_2 < \sigma_3$) féltér belsejében kialakult szabad töltésrendszer jellegét a 3. ábra szemlélteti. (A töltések előjelét a (8) egyenlet szerint az áram iránya és a vezetőképesség-kontraszt együttesen határozzák meg.) A felvázolt töltéseloszlás világosan mutatja a mélybeli téreloszlás okát az adott háromréteges modellben: az első és második réteg határán lévő pozitív töltések a mozgó pozitív töltések (az áram) nagy részét a felszíni rétegbe terelik, de a mozgó töltéseknek az a része, ami már bejutott a második rétegbe, a második és harmadik rétegek határán lévő negatív töltések vonzásának engedelmeskedve igyekszik a $-\text{grad}\Phi$ által meghatározott útvonalon a szintén jól vezető harmadik rétegbe.

5.3. A Laplace-egyenletről és a Laplace—Poisson egyenletről

A (8b) egyenletből az $\vec{E} = -\text{grad}\Phi$ helyettesítéssel, valamint a $\Delta\Phi = \text{div grad}\Phi$ definícióval közvetlenül adódik a potenciál differenciálegyenlete:

$$\Delta\Phi = -(\delta_r - \text{div}\vec{P})/\varepsilon_0. \quad (25)$$

Miután $\delta_p = -\text{div}\vec{P}$ és a szabad töltések összege $\delta_f = \delta_r + \delta_p$, a közismert $\Delta\Phi = -\delta_f/\varepsilon_0$ Laplace—



3. ábra. Szabad felületi töltések kialakulása VESZ elrendezésben, rétegzett féltérben. A határfelületi töltések előjelét az $I \cdot k_{12}$ szorzat határozza meg.

A pozitív töltések az áram egy részét a nagy vezetőképességű felszíni rétegbe terelik, de az áramnak az a része, ami bejutott a második rétegbe, a negatív töltések vonzásának köszönhetően a lehető legrövidebb úton igyekszik a jól vezető harmadik rétegbe. Ha $\varepsilon = \varepsilon_0$, akkor minden szabad töltés egyúttal valós töltés is.

Рис. 3. Появление поверхностных зарядов на границах между слоями в одной проблеме В. Е. З. Знак поверхностных зарядов определяется произведением $I k_{12}$. Положительные заряды находящиеся на границе между слоями 1 и 2 задерживают большинство движущихся положительных зарядов в хорошо проводящем поверхностном слое. Движущиеся заряды проходят слой 2 очень быстро из-за притягательного эффекта отрицательных зарядов между слоями 2 и 3.

Fig. 3. Appearance of surface charges at layer boundaries at a VES problem. The sign of surface charges is determined by the product $I \cdot k_{12}$. Positive charges at the boundary between layers 1 and 2 force the moving positive charges to remain in the high conductivity near-surface. The moving charges entering layer (2) cross it very quickly due to the negative charges appearing at the boundary between layers (2) and (3).

Poisson egyenletben a jobb oldalon a nevezőben a szabad töltések — 1-szerese áll.

A rétegzett feltér anomáliájának meghatározásában általában a $\Delta\Phi=0$ Laplace-egyenletből szokás kiindulni, ami azt feltételezi, hogy a vizsgált térrészben nincsenek szabad töltések. A feltételezés a rétegek belsejében általában igaz, de a réteghatárokon már nem. A probléma matematikai megoldása a hibás feltételezés ellenére mégis korrekt, ugyanis a megoldásnak része a határfeltételek (azaz a potenciál és az áram határfelületi folytonossága, továbbá a potenciálfüggvény aszimptotikus viselkedésének) figyelembevétele. A két első határfeltétel pedig egyet jelent a határfelületi töltésrendszer létezésének elismerésével. A töltések ily módon való „elrejtése” azután ahhoz a széles körben kialakult téves hiedelemhez vezetett, miszerint a töltések létezését az egydimenziós problémákban nem kell figyelembe venni.

5.4. Töltések inhomogén rétegekben

Az áramsűrűség divergenciamentességéből, az Ohm-törvényből és az eltolási vektorra érvényes egyenletből általános formula vezethető le a tértöltés-sűrűsége:

$$\delta_f = \delta_r - \operatorname{div} \vec{P} = -\frac{\varepsilon_0}{\sigma} \vec{E} \operatorname{grad} \sigma. \quad (26)$$

A (26) egyenlet szerint mindenütt van szabad (azaz vagy valódi, vagy polarizációs) töltés, ahol az $\vec{E} \operatorname{grad} \sigma$ skaláros szorzat nem nulla. A vezetőképességnek minél gyorsabb a térbeli változása, általában annál nagyobb a szabad töltések tértöltés-sűrűsége. (Ha \vec{E} a $\operatorname{grad} \sigma$ irányára merőleges, továbbá homogén rétegek belsejében nincsenek szabad töltések.)

5.5. Polarizálható réteg esete

A felületi töltéssűrűség az eltolási vektorok normális irányú összetevőinek különbségével egyenlő: Ha a két közegben a dielektromos állandó nem azonos, akkor a valódi töltések felületi töltéssűrűsége nem egyszerűen a k_{12} reflexiós tényezőtől függ, hanem

$$\tau_r = \frac{I_1 d(k_{12}-1)}{4\pi R^3} \left(\frac{\varepsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\varepsilon_1}{\sigma_1} \right). \quad (27)$$

Egy víztartalmú réteg jelentkezésekor nemcsak a vezetőképesség nő meg, hanem a dielektromos állandó is, mivel $\varepsilon_{\text{viz}} \approx 80\varepsilon_0$, következésképpen a valódi töltések felületi töltéssűrűsége sokkal kisebb lesz, mint az önmagában a vezetőképesség megváltozásából következne. Szerencsére azonban a nagyobb dielektromos állandó következtében a térfogati polarizáció ugyanitt megnő, s az így kialakuló felületi polarizációs töltéssűrűség éppen pótolja a valódi töltések hatását. A szabad töltések összege tehát ugyanakkora lesz, mint nem-polarizálható közegek határán lenne, így az egyen-áram tere — ahogyan egyéb megfontolásokból

következően is lennie kell — nem függ a dielektromos állandótól.

Elméletileg érdekes megvizsgálni, hogy mi történik egy olyan réteghatáron, ahol csak a dielektromos állandó változik és $k_{12}=0$. Az 1. táblázat képletei szerint ebben az esetben

$$\tau_p \approx \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\sigma} - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\sigma} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\sigma}. \quad (28)$$

A polarizációs töltések megjelenésével egyidejűleg a réteghatáron valódi töltések is képződnek, és ennek felületi sűrűsége

$$\tau_r \approx \frac{\varepsilon_1}{\sigma} - \frac{\varepsilon_2}{\sigma}. \quad (29)$$

Tehát $\tau_p + \tau_r = 0$. Ez azt jelenti, hogy a határfelületre pontosan annyi valódi töltés vándorol, amennyi éppen közömbösíti a polarizációs töltések hatását.

5.6. Egyenáram mágneses tere

A fizika törvényei szerint a mágneses tér létezésének alapfeltétele, hogy mozgó töltések létezzenek. Az álló, statikus töltések nem befolyásolják a mágneses teret. Márpedig mind a valódi, mind a polarizációs határfelületi töltések statikus töltések, tehát a határfelületi töltések léte, jellege, helyzete nincs hatással az áramrendszeren kívüli mágneses térre. Mivel a réteghatárok és a határfelületi töltések egy és ugyanazt jelentik, következésképpen a réteghatároknak nincs befolyása a felszíni mágneses térre. Valóban, az (1) és (3) egyenletekből bonyolult levezetés révén (Edwards et al., 1978) el lehet jutni ugyanehhez a megállapításhoz.

5.7. Felületi töltések és elektromos kettősréteg

Az alábbiakban a felületi töltések koncepciójának korlátaira mutatunk rá.

A (14) egyenlet első tagja a primér források potenciálját írja le. Az egyenlet második tagja a határfelületen képződött szabad töltésrendszer hatását adja meg, a harmadik tag pedig nem más, mint a határfelületen elhelyezkedő elektromos kettősréteg potenciálja. Az eredű potenciál a három tag összegeként adódik. Mivel az egyik határfeltételünk a Φ folytonossága volt, ezért a megoldásban csak a felületi töltéssűrűséget kellett figyelembe venni.

Matematikailag a feladat megoldható úgy is, hogy a kérdéses felületeket nem szabad töltésekkel, hanem ν nyomatókú elektromos kettősréteggel rakjuk tele, s ugyanakkor elhanyagoljuk a felületi töltéseket. A geoelektromos modellezésben több ilyen megoldás született már (pl. Hvozďara, 1982).

Megjegyzendő, hogy a τ felületi töltéssűrűség elhanyagolása egyúttal a $\partial\Phi/\partial n$ folytonosságát is jelenti, amelynek fizikai jelentése (miszerint $E_{n1} = E_{n2}$) ellentmondásban van az alapvető határfeltételekkel. Vannak azonban olyan jelenségek (pl. a Galvani-féle békacomb-kísérlet, a kontakt-potenciál, a Volta-feszültség, a galvánelem stb.), amelyek felületi kettősréteg feltételezése nélkül nem lennének megmagyarázhatók. Érdekes, hogy

pl. egy fém elektróda és egy elektrolit határán működő „töltésszétválasztó erők” elektromos tere éppen akkora, hogy a $\partial\Phi/\partial n$ folytonossága teljesül. Ilyenkor felületi töltések nem létezhetnek, kizárólag kettősréteg van.

A tanulmányban a felületi töltések szerepét hangsúlyoztuk. A (13) egyenlet segítségével az is belátható, hogy a töltéseket tartalmazó térrészen kívül a V' térfogat belsejében lévő akármilyen töltések helyettesíthetők szabad töltésekkel, illetőleg elektromos kettősréteggel. A V' tartományon kívül vizsgálódva tehát a kettősrétegt potenciálja helyettesíthető szabad töltések potenciáljával és viszont. Következésképpen nem követünk el matematikai hibát akkor, ha felszíni mérések során a másodlagos forrásokat kizárólag a mélybeli inhomogenitások felületein keletkezett szabad töltések képében képzeljük el. (Fizikailag ez a feltételezés csak akkor helytálló, ha tudjuk, hogy az érintkezési elektromosság jelenségét elhanyagolhatjuk. Matematikai ellentmondásra csak akkor jutnánk, ha a teret az inhomogenitásokat tartalmazó térrészen belül akarnánk az egyik fajta töltés kizárólagos létezésének feltételezésével megmagyarázni.)

Összefoglalás

A tanulmányban megmutattuk, hogy a geoelektromos anomáliák egyszerűen értelmezhetők, sőt elvben számíthatók is a tér közvetlen forrásainak, a primér és indukált töltéseknek a segítségével. Az egyszerű pontforrás-probléma elektrosztatikus és egyenáramú esetekre való közös párhuzamos megoldása rámutatott az elektrosztatikus és

az egyenáramú tér közötti hasonlóságokra és különbségekre. Egy kis szemléleti (de nem lényegi) leegyszerűsítéssel azt mondhatjuk, hogy minden geoelektromos anomália egzakt módon leírható a Coulomb-törvény segítségével, akár a felületi töltésrendszerre, akár az elektromos kettősrétegre gondolunk. Igaz, a számítás így sokkal nehezebb mint a jól bevált módszerekkel, de a kialakuló anomáliák értelmezésében az elsődleges okok tisztázásának perdöntő szerepe van.

A példák rámutattak arra, hogy az egyenáramú áramrendszer torzulását polarizáció hiányában valós töltések okozzák, de polarizálható közegek esetén a polározás vektorának megváltozása mentén polarizációs töltések is kialakulhatnak. A határfelületi töltések természetének ismeretében bonyolult levezetés nélkül logikai úton is következtethető, hogy a felszíni mágneses tér nem függ a rétegpáraméterektől. Nem kétséges, hogy a tér forrásainak ismerete bonyolultabb esetekben is hozzá fog járulni a geoelektromos anomáliák jobb megismeréséhez.

IRODALOM

- Edwards, R. N., Lee, D. C., Nabighian, M. N., 1978: On the theory of the magnetometric resistivity method (MMR). *Geophysics*, 43, 1176—1203.
Hvozďára M., 1982: Potential field of a stationary electric current in a stratified medium with a three-dimensional perturbing body. *Studia Geophysica et Geodaetica* 26, 160—172.
Kaufmann A. A., Keller G. V., 1985: Inductive mining prospecting. Part I: Theory. Elsevier
Simonyi K., 1987: Elméleti villamosságtan. Tankönyvkiadó, Budapest.
Stratton J. A., 1941: Electromagnetic Theory. McGraw-Hill Book Company.

Tisztelt Tagtársak, Tisztelt Olvasók!

Talán joggal feltételezhető, hogy a lap olvasói nem szokták izgatott érdeklődéssel elolvasni minden új számban az egyébként is évek óta változatlan szerkesztőbizottság névsorát és ennél fogva észre sem vennének semmiféle változást.

Részben ezért született ez a néhány sor, részben azért, hogy tájékoztatással és magyarázattal szolgáljon.

Az Egyesület új Elnöksége 1990. május 22-én tartotta első ülését és többek között a lappal, a lap szerkesztésével is foglalkozott.

Célszerűnek látta, hogy a jól szétválasztható szakterületek publikációs ügyeivel az azokon dolgozó szerkesztőbizottsági tagok (rovatvezetők) foglalkozzanak és azt is, hogy fiatalabb — és talán még kevésbé elfoglalt — tagtársainkat ebben a formában is bevonja az egyesületi munkába. Szükségesnek tartja továbbá azt is, hogy az aktuális eseményekről minél frissebb tájékoztatást kapjon az Olvasó.

Ezen szempontok alapján az alábbi, új összetételű szerkesztőbizottságot hagyta jóvá:

Általános geofizika, gravitációs és földmágneses módszerek:

dr. Kis Károly ELTE Geofizikai Tanszék

Geoelektromos módszerek:

Csathó Beáta ELGI

Karotázs módszerek:

Kovács György SZKFI

ifj. Zilahy Sebess László ELGI

Megragadom az alkalmat, hogy az Egyesület Elnöksége, az egész tagság és a magam nevében is megköszönjem az előző szerkesztőbizottság tagjainak munkáját. Köszönet illeti **dr. Kilényi Éva**, **dr. Deres János**, **dr. Meskó Attila**, **Rádlér Béla** és **dr. Verő József** tagtársakat.

Szeizmika:

Gombár László ELGI

ifj. Somfai Attila GKV

Egyesületi hírek:

Cziller Eszter ELGI

dr. Ferenczy László GKV

Zelei András
felelős szerkesztő

Szeizmikus első beérkezések automatikus detektálására szolgáló eljárások összehasonlító vizsgálata

T Á L A S S Á N D O R *

Az első beérkezések ideje a szeizmika sok területén igen fontos információk hordozója. Automatikus meghatározásukra több algoritmus született. Dolgozatomban ezek közül három, az utóbbi években publikált, elveikben különbözőt vizsgáltam meg. Elemeztem hatékonyságukat modell-szeizmogramokon és terepi felvételeken a pontosság, a zajérzékenység és a futási idő szempontjából. A vizsgálatok azt mutatták, hogy legcélszerűbb a Gelchinsky és Shtivelman (1983) által leírt algoritmus használata, mivel pontossága igen jó, míg Hatherly (1982) és Coppens (1985) módszerénél a jel/zaj arány növekedésével jelentős hábak fordulhatnak elő.

First arrival times are one of the most important information used in many fields of seismics. Several methods were suggested for computer based automatic picking. In this paper three principally different ones are introduced. Numerous tests were made on model-seismograms and field data with the focus on accuracy, sensibility to noise and running time. Experiments have proved that out of these three the most successful was the one proposed by Gelchinsky and Shtivelman (1983), while methods proposed by Hatherly (1982) and Coppens (1985) may results numerous mispicks with the increase of the signal to noise ratio.

Время первых вступлений является носителем очень важной информации, которая может быть использована во многих областях сейсморазведки. Различные алгоритмы были разработаны для автоматического их определения с помощью ЭВМ.

В данном исследовании было проведено сравнение эффективности трех принципиально отличающихся алгоритмов, используя синтетические и полевые сейсмограммы, на основании таких показателей, как достоверность, чувствительность к шумам и потребляемое машинное время. Исследования показали, что применение метода, описанного в работе Gelchinsky и Shtivelman (1983), является наиболее целесообразным благодаря его высокой достоверности; при использовании методов предложенных в работах Hatherly (1982) и Coppens (1985) с увеличением отношения сигнал/шум значительно повышается количество ошибок.

Bevezetés

A digitális regisztrálás egyre nagyobb mértékű térhódításával megteremtődött az első beérkezések automatikus (számítógéppel történő) kijelölésének lehetősége, és a gépi feldolgozás elterjedésével párhuzamosan felmerült ennek igénye is. Az utóbbi két évtizedben több olyan eljárás született, mely több-kevesebb sikerrel, valamilyen szinten megoldotta a feladatot.

A legelső probléma, ami a feladat megoldásakor felmerül, az első beérkezés definíciója. A hagyományos felfogás szerint az első beérkezés ideje megegyezik azon első mintavételi időponttal, melynél az amplitúdó (a regisztrált érték) egyértelműen kiemelkedik a háttérzajból. Ez a meghatározás szolgál ugyan alapjául a manuális feldolgozásnak, de több szempontból is kívánnivalókat hagy maga után. A nehézségeket leggyakrabban a következő jelenségek okozzák:

— a háttérzaj elfedi a jel kezdetét, s így növeli a beérkezés látszólagos idejét,

— csatornáról csatornára változik mind a jel, mind a zaj nagysága, s így különböző csatornákon különböző fázisát jelöljük ki a jelnek.

— a távolsággal romlik a jel/zaj arány, az egyre jobban gyengülő jelek „belesimulnak” a zajba,

ami szintén megnehezíti a következetes beérkezés-kijelölést.

Persze a fent vázolt gondok jelentős részét egy gyakorlott kiértékelő többé-kevésbé automatikusan megoldja, de nagyszámú felvétel esetén a kézi kiértékelés igen időigényes. A munka gépesítése szempontjából sajnos nem járható az az út, hogy megpróbáljuk utánozni a kiértékelőt, mivel döntései nehezen algoritmizálhatóak, programozásukról nem is szólva.

Az általam vizsgált három eljárás szerzői némileg eltérő módon közelítették meg a jelkezdett definíálásának fentebb vázolt problémáját, és próbálták úgy megválasztani az alkalmazott algoritmust, hogy az az első beérkezések általuk legjellemzőbbnek tartott tulajdonságaira legyen fókuszálva. A definíciókban így jelentkező különbségeket az adott módszer tárgyalásakor részletezem.

A vizsgált eljárások ismertetése

Coppens módszere

Coppens (1985) véleménye szerint az általam felhasznált két első beérkezés kritérium — az energia hirtelen megnövekedése az adott csatornán és ezen megnövekedések ideinek koherenciája az egymást követő csatornákon, — kiegészíthető egy harmaddal, a szomszédos csatornákon re-

* Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest

gisztrált jelalakok hasonlóságával. Továbbá zajos csatornákon célszerűbbnek és biztonságosabbnak látja a jel nehezen kijelölhető, és ezáltal bizonytalanabb kezdete helyett — a jel polaritásától függően, — az első pozitív, vagy negatív csúcs meghatározását. Mivel e módszert elsősorban a statikus korrekciók meghatározásához ajánlja, így a számításokhoz a különböző felvételekből összegyűjtött egyenlő offsetű csatornákat használja, melyeknél feltételezi, hogy adott szelvény mentén a jelalak nem változik jelentősen, s így az első csúcs és a jel kezdete közti különbség gyakorlatilag konstans tolásként jelentkezik.

A szerző tapasztalata szerint az alábbiakban leírt módszer alkalmazásának bár vannak korlátai, de összehasonlítva azokat *Gelchinsky* és *Shtivelman* (1983), valamint *Hatherly* (1982) által javasolt, e dolgozatban is vizsgált módszerekkel, feltétlenül e módszer javára billen a mérleg. Véleménye szerint az eljárás a legtöbb esetben jó eredményre vezet — feltéve, hogy a jel/zaj arány elég magas, — pontossága megfelelő és zajérzékenysége nem túl nagy. Saját tapasztalataim mindezeket nem támasztották alá.

A módszer elve a következő: határozzuk meg a vizsgált csatornára, melyen $S(t)$ értékeket regisztráltunk, a következő energiafüggvényt:

$$F(\tau) = \frac{\int_{\tau-L}^{\tau} S^2(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau} S^2(\tau) d\tau}.$$

Lényegében így egy rövidebb, L hosszúságú futó ablak energiájának és egy hosszabb, a csatorna elejétől a futó ablak végéig tartó ablak energiájának hányadosát számítjuk ki. Az $F(\tau)$ függvény maximumának helyét meghatározva, annak a környezetében található — a jel polaritásától függően negatív, vagy pozitív — csúcs helye adja meg a keresett időt. Az egyetlen beállítandó paraméter a futó ablak hossza, de — tapasztalataim alapján — L értékének változására a módszer viszonylag széles tartományban érzéketlen.

Mint már említettem, tapasztalataim szerint Coppens módszere nem volt olyan hatásos, mint azt cikke alapján képzelni lehetett. Legnagyobb problémát az $F(\tau)$ energiafüggvény maximumának meghatározása után a jel első szélsőértékét megtaláló algoritmus kidolgozása okozta. Ennek mikéntjére a szerző nem tett utalást, nekem pedig többszöri próbálkozás alapján sem sikerült használhatót találnom. Ennek okai jól megfigyelhetők az 1.—4. ábrákon. Az 1. ábrán egy gyengén zajos, míg a 2. ábrán egy erősen zajos műszeizmogramon jelöltem be az energiafüggvény maximumhelyeit. Jól látható, hogy e helyek mindig a jel első egy-másfél periódusán belül találhatóak, de ott már a jel/zaj arány csökkenésével egyre hátrébb kerülnek, és egyre inkább csúszkálnak. Hasonló jelenség látható a 3.—4. ábrán, ahol két terepi felvétel kritikus jel/zaj arányú csatornáit

láthatók, s ezeken is megfigyelhető a fenti bizonytalanság. Mindennek az oka, hogy az energiafüggvénynek több lokális maximuma van a kérdéses tartományban, s azt, hogy ezek közül melyik lesz a legnagyobb, a csatorna korai szakaszán regisztrált zaj időbeni eloszlása határozza meg. Így nem igazán megbízható az az eljárás, ha az energiafüggvény maximumhelyét megelőző pozitív csúcsot jelöljük ki a csatornán (hisz a maximumhely megelőzheti azt), de gyakran az sem vezet jó eredményre, ha a legközelebbi pozitív csúcsot jelöljük ki (mivel a maximumhely kis jel/zaj arány esetén a jel első periódusának vége felé helyezkedik el, mi több időnként átcúszik a második periódusra). A felmerülő bizonytalanságok csökkentésére Coppens azt ajánlja, hogy válogassuk össze az azonos offsetű csatornákat, és azokon — kihasználva a jelalakok hasonlóságát, — koherencia-szűrést hajtunk végre, így növelve a jel/zaj arányt. Az ajánlott szűrő a következő:

$$R_{j,j+1}(t) = \sin \frac{\pi}{2} \left(\frac{N^+ - N_-}{N^+ + N_-} \right)$$

ahol N^+ (illetve N_-) azon minták száma, melyek előjele megegyezik (illetve ellentétes) a j és a $j+1$. csatornán a $[t-\Delta t, t+\Delta t]$ időablakban. A szűrt szeizmogramot az eredetiből a minták $W_j(t)$ -vel való szorzásával kapjuk meg, ahol

$$W_j(t) = \frac{1}{4} [R_{j,j+1}(t) + 1] [R_{j,j-1}(t) + 1]$$

Megvizsgáltam e szűrő hatását egy azonos offsetű csatornákat tartamazó műszeizmogramon, de tapasztalataim szerint az $F(\tau)$ maximumhelyei és a jel első maximumhelyei közötti kapcsolat lényegében ugyanolyan bizonytalan maradt, sőt egyes csatornákon még rosszabb eredményt is kaptam a szűrés előttihez viszonyítva.

Mindezen tapasztalatok alapján azt a következőt vontam le, hogy Coppens módszere túl érzékeny a jel/zaj arány változásaira, és nagyon meg tudja zavarni a zaj időbeni nem egyenletes eloszlása. Összefoglalva: túl bizonytalan ahhoz, hogy az első beérkezések automatikus kijelölésére használhassuk.

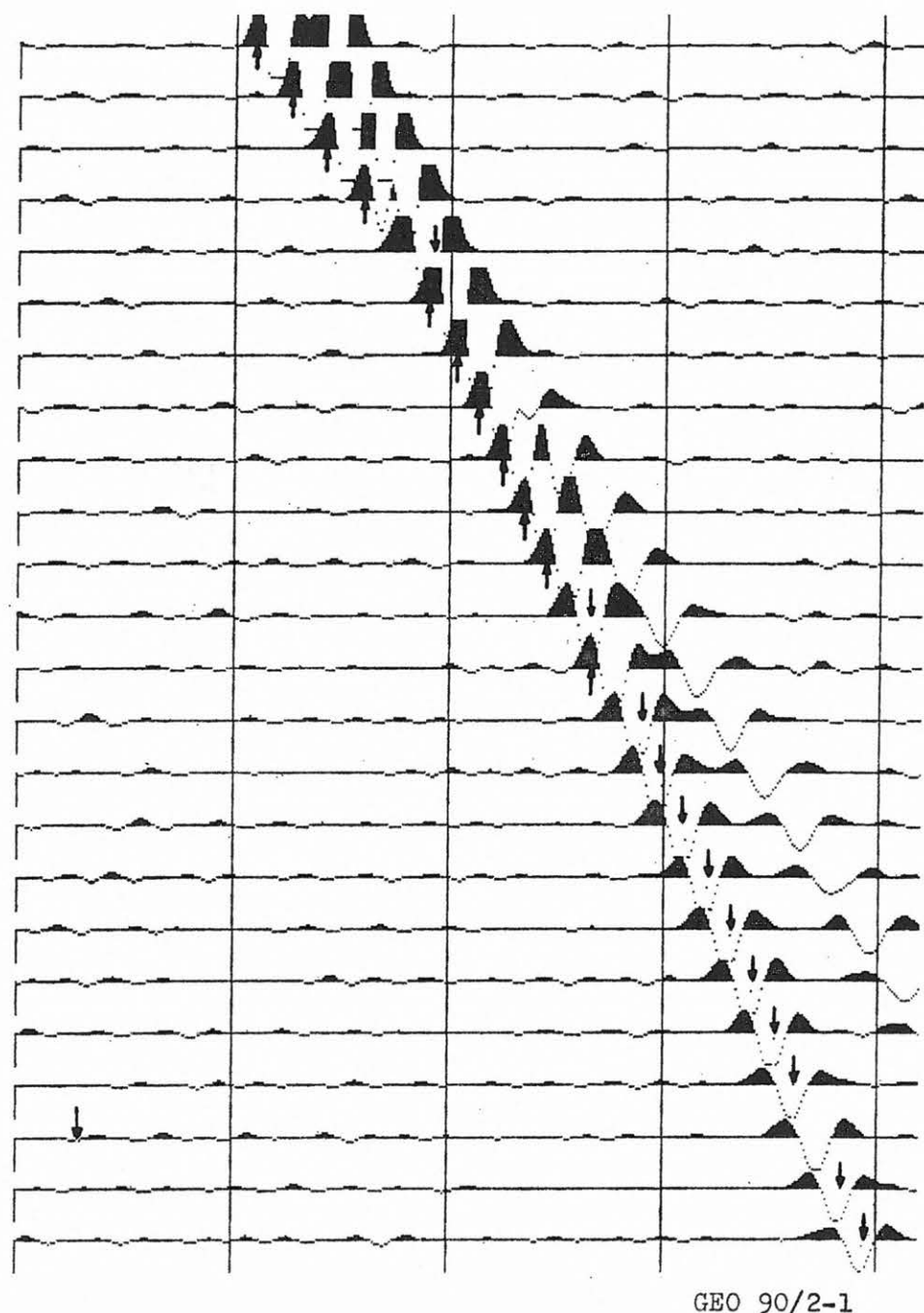
Hatherly módszere

Ricker (1953) első beérkezésként az első metszet-időt, azaz a jelalak első inflexiós pontjában húzott érintő tengelymetszetét definiálta. Ez annyiban objektív definíció, hogy független az erősítéstől és kiküszöböli a különböző jel/zaj arány okozta bizonytalanságot, de van hátránya is: az így meghatározott első beérkezés minden esetben későbbi a valódinál.

Hatherly 1982-ben publikált cikkében olyan számítógépes algoritmust javasolt, mely némileg *Ricker* fenti definíciójára emlékeztet, de megpróbálja kiküszöbölni annak hiányosságait. A módszer lényege, hogy első beérkezésnek azon első minta idejét tekinti, mely statisztikusan eléggé különböző az azt megelőzőektől. Az így kapott idők viszont még nem konzisztensek, azaz némileg függnek az adott csatorna jel/zaj arányától.

Ezekből oly módon kapunk minden csatornára konzisztens első beérkezéseket, hogy idejüket hozzáigazítjuk az első inflexiós pontokhoz. A módszer három lépésből áll:

1. Elsőként különböző statisztikai módszerekkel megkeressük azt a mintát, mely a vizsgált i csatornán egyértelműen *kilóg* a korábbi minták sorából. Ezt nevezzük a jel első pontjának, ideje



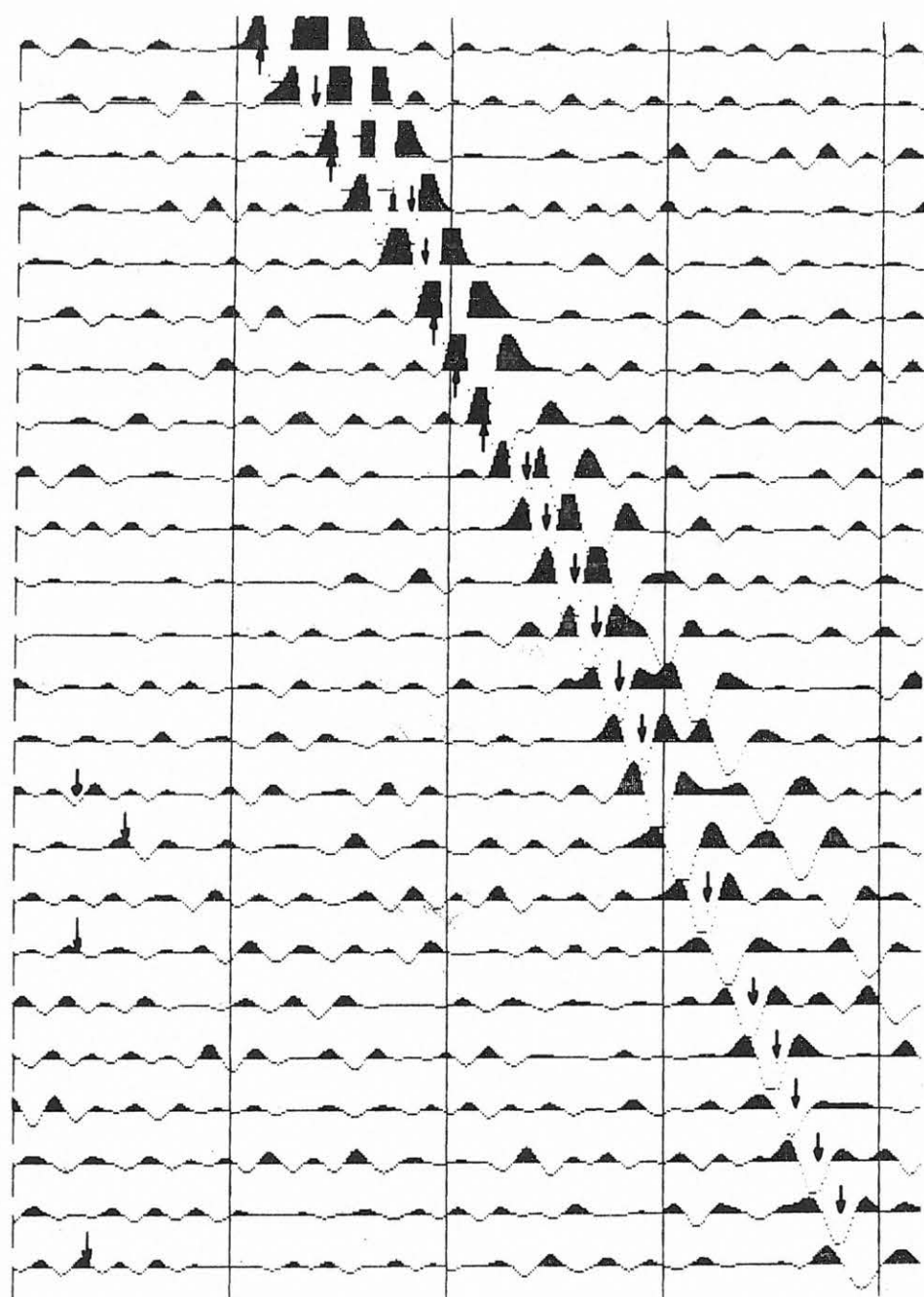
1. ábra. A Coppens-féle energiafüggvény maximumhelyei gyenge zajjal terhelt műszeizmogramon. Látható a maximumhelyek eltolódása a kisebb energiájú jeleknél

Рис. 1. Места максимума функции энергии по методу Корпенс-а на синтетической сейсмограмме, нагруженной слабым шумом. Виден сдвиг мест максимума у сигналов с малой энергией

Fig. 1. Maximums of the energy function proposed by Coppens on synthetic seismogram obtained by adding low-amplitude noise. The maximums are shifted with the decrease of the energy of the signal

pedig legyen t_i . Helyének meghatározása ugyan eléggé precízen történik, de mint már említettük, függ az adott csatorna jel/zaj arányától, s ezen bizonytalanság következtében az összes csatornát tekintve az így kijelölt beérkezések nem konzisztensek.

2. Ezután meghatározzuk a vizsgált csatornán a jel első pontját követő inflexiós pont helyét; ideje legyen T_i . Ezen időket tekinthetjük már mint megfelelően konzisztens beérkezéseket, de a valódi időkhöz képest késleltetettek.



GEO 90/2-2

2. ábra. A Coppens-féle energiafüggvény maximumhelyei erős zajjal terhelt műszeizmogramon. Megfigyelhetők a maximumhelyek eltolódása a jel energiájának csökkenésével, és „ugrálása” a kritikus jel/zaj arányú csatornákon

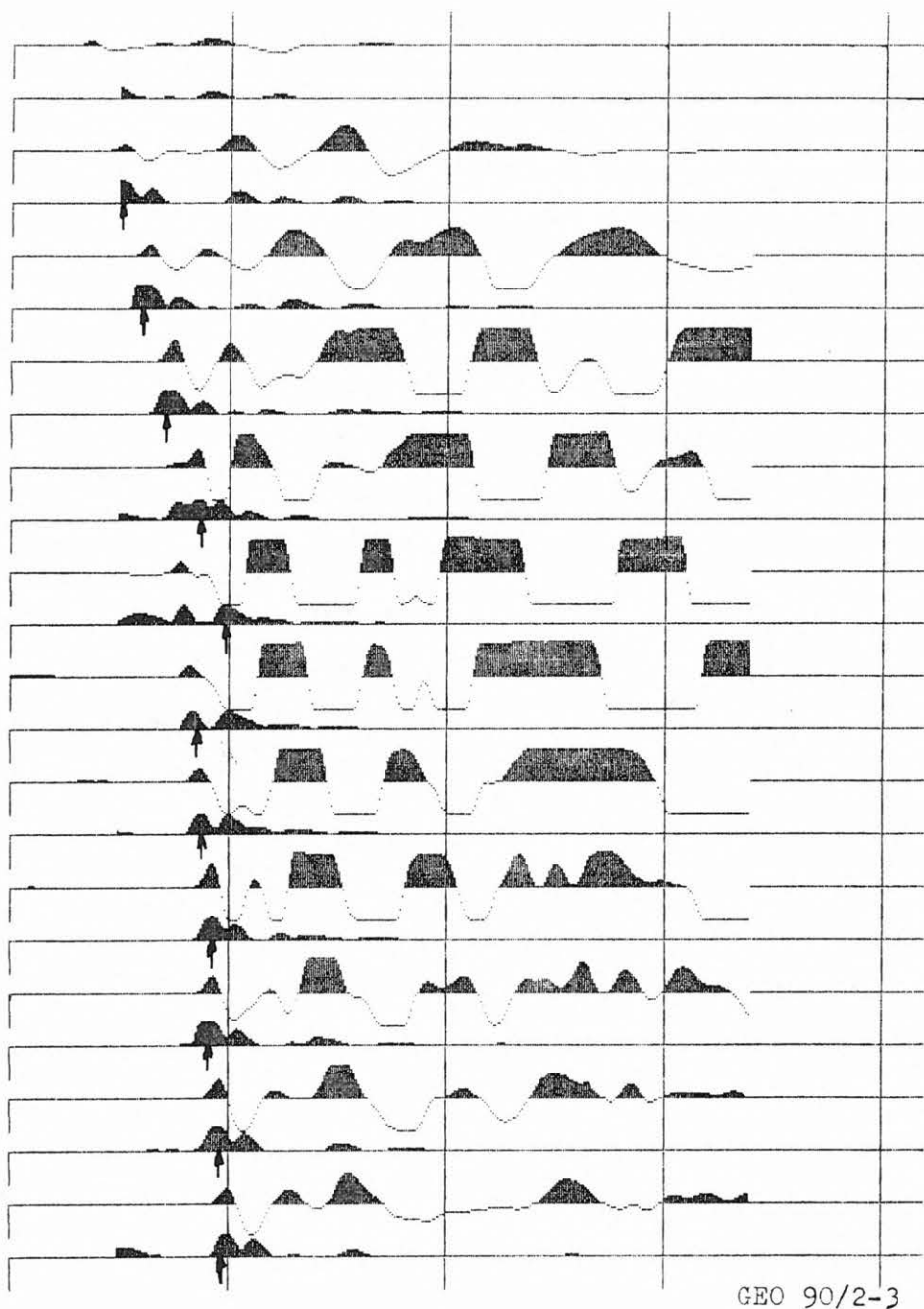
Рис. 2. Места максимума функции энергии по методу Coppens-а на синтетической сейсмограмме, нагруженной сильным шумом. Виден сдвиг и «прыгание» мест максимума при уменьшении энергии сигнала на каналах с критическим отношением сигнал/шум

Fig. 2. Maximums of the energy function proposed by Coppens on synthetic seismogram obtained by adding high-amplitude noise. The maximums are shifted with the decrease of the energy of the signal, and on channels with critical signal-to-noise ratio „skipping” can be observed

3. Végül úgy kapjuk meg a valódi első beérkezéseket leginkább megközelítő időket, hogy az első és második lépésben meghatározott pontok távolságát átlagoljuk az összes csatornára, s az inflexió pontoktól így visszaszámított t_i' első beérkezések már megfelelően pontosak és konzisztensek:

$$t_i' = T_i - \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (T_j - t_j).$$

A fenti három lépés megvalósításánál már csak az elsőben felhasznált statisztikai módszerek



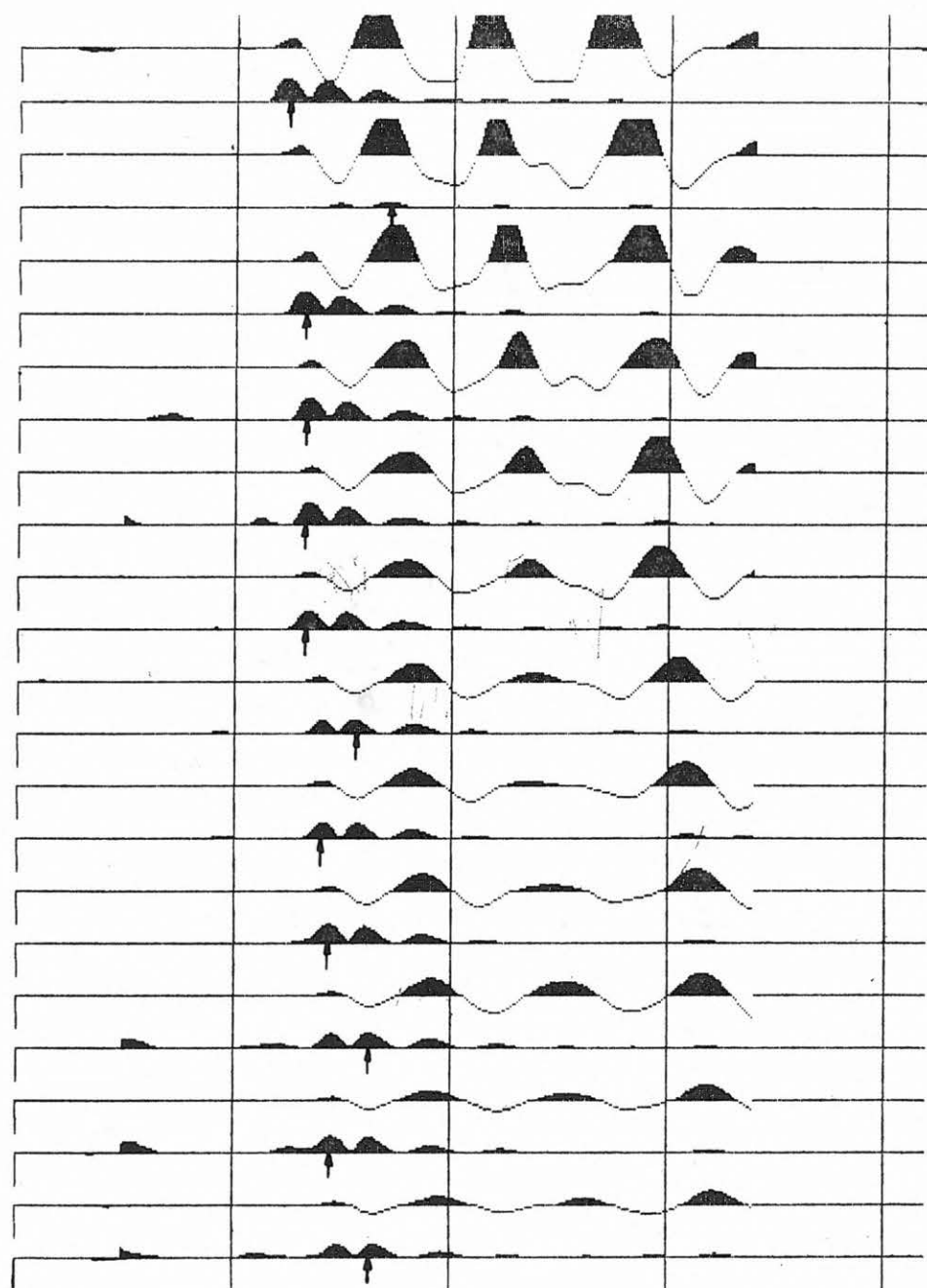
3. ábra. Kritikus jel/zaj arányú csatornák, Coppens-féle energiafüggvényeik és azok maximumhelyei terepi felvétele. Látható az energiafüggvény kettős-hármas maximumhelye, amit a rövid ablak hosszának (L) változtatásával sem lehet kiküszöbölni

Рис. 3. Каналы с критическим отношением сигнал/шум, функции энергии по Корпенсу и их места максимума на полевой сейсмограмме. Видно, что функция энергии имеет 2—3 пика, которые нельзя устранить даже с помощью изменения длины короткого окна (L)

Fig. 3. Channels with critical signal-to-noise, energy function proposed by Coppens and its maximums on field record. Double or triple peaks cannot be eliminated by changing the length of the small window.

megfelelő megválasztása a feladat. Hatherly cikkében négy empirikus próbát ajánl annak megállapítására, hogy a vizsgált minta tekinthető-e egy jel kezdőpontjának, összehasonlítva a csatorna korábbi elemeivel. Ezek rendre a következők:

1. Korrelációs teszt, mely összehasonlítja a vizsgált minta és a rákövetkező különbségét a korábbi minták közötti különbségekkel. A minták különbségeiről feltételezzük, hogy normális eloszlásúak. A vizsgált minta kiállja a próbát, ha az



GEO 90/2-4

4. ábra. Kritikus jel/zaj arányú csatornák, Coppens-féle energiafüggvényeik és azok maximumhelyei terepi felvételen. Megfigyelhető a maximumhely „ugrálása” a két lokális maximum között, melyet erősen befolyásol a jel előtt regisztrált zajok elhelyezkedése

Рис. 4. Каналы с критическим отношением сигнал/шум, функции энергии по Coppens-у и их места максимума на полевой сейсмограмме. Можно наблюдать „прыгание” мест максимума между двумя локальными пиками; большое влияние оказывает на „прыгание” место расположения шума, регистрируемого перед сигналом

Fig. 4. Channels with critical signal-to-noise ratio, energy function proposed by Coppens and its maximums on field record. The „skipping” between the two local peaks is affected by the noise registered before the signal

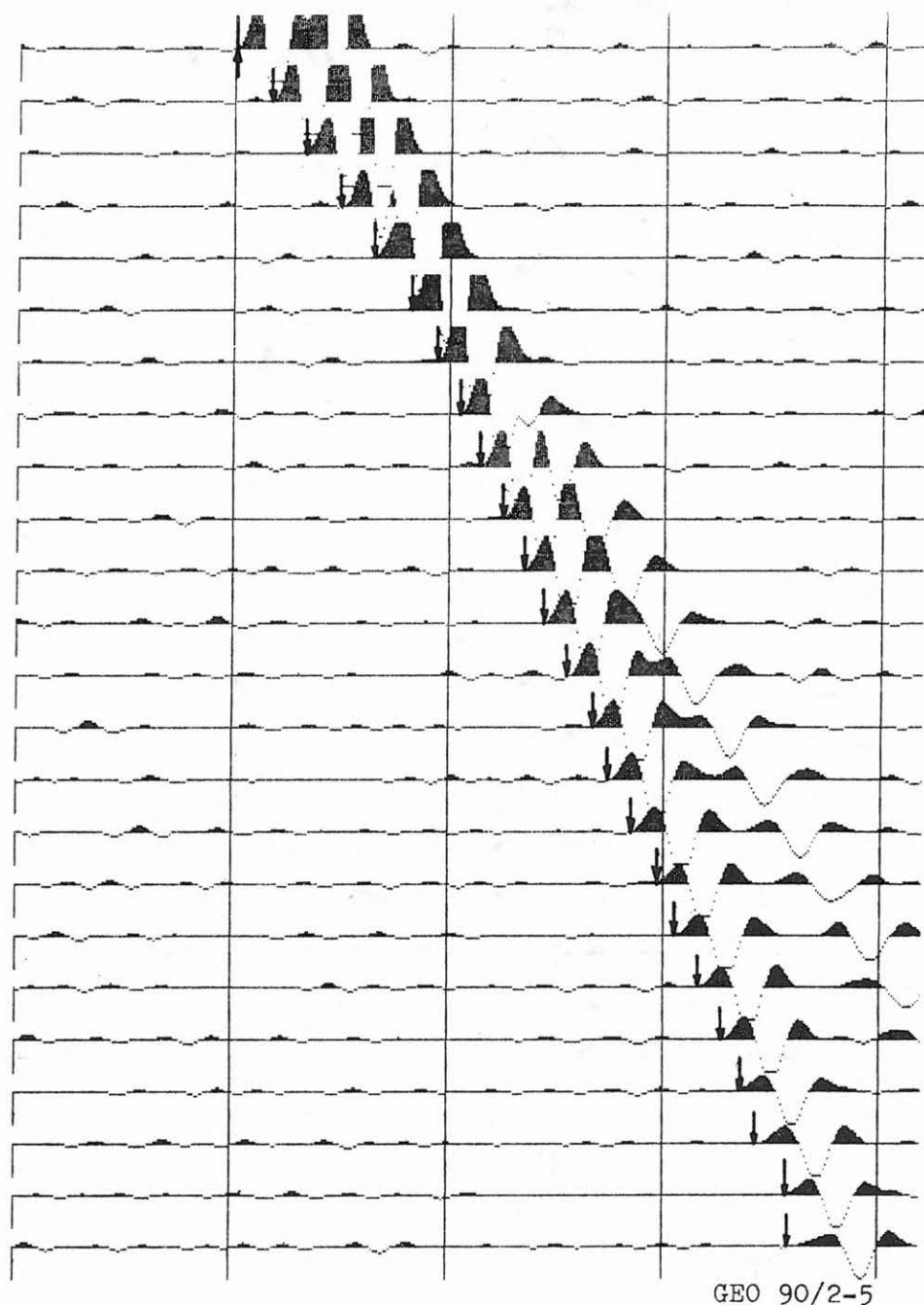
öt követő különbség nagysága, valamint a két rákövetkező, 90%-nál kisebb valószínűségű.

2. Ellenőrizzük a jel alakját is. Elfogadjuk a mintát, ha a rákövetkező négy minta különbsége azonos előjelű, azaz a sorozat vagy szigorúan monoton növekvő, vagy fogyó. Így elkerülhetjük az esetleges tüskék helyének kijelölését.

3. Megvizsgáljuk, hogy a feltételezett jel erősödik-e. Összehasonlítjuk a vizsgált mintát követő

négy minta szórását a fél periódussal későbbi négy minta szórásával. Sekélyrefrakciós méréseknél a periódusidő 10 msec-nek becsülhető. Megfelel a mintánk, ha a második négy minta szórása nagyobb az elsőnél.

4. Végül megpróbáljuk megjósolni a minta értékét az előző minták értékeiből. Ha ugyanis az adott mintára, valamint a rákövetkező kettőre számított jóslási hiba jelentősen különbözik a



5. ábra. Hatherly módszerével bejelölt első beérkezések gyenge zajjal terhelt műszeizmogramon. A legtöbb csatornán megfelelnek kézzel bejelölt első beérkezéseknek, de előfordulnak kisebb eltérések

Рис. 5. Первые вступления, выявленные по методу Hatherly, на синтетической сейсмограмме, нагруженной слабым шумом. В большинстве каналов они совпадают с первыми вступлениями, указанными вручную, иногда возможны небольшие расхождения

Fig. 5. First arrivals picked by using the method proposed by Hatherly on synthetic seismogram obtained by adding low-amplitude noise. On most channels they can be accepted as manually picked ones, but slips also can be observed

1. táblázat (az 5. ábrához)

Az adatok a mintavételi pontszámokat adják meg. Mintavételi távolság: 0,5 ms

Table 1. (to Fig. 5.)

Numbers are representing sample points. Sampling interval 0,5 ms.

Таблица 1. (Цифровые данные к рис. 5.)

Указаны номера точек дискретизации. Шаг дискретизации: 0,5 мс.

Csatorna	Jel kezdete	Első beérkezés	Különbség
1	102	102,3	0,3
2	117	118,2	1,2
3	133	134,2	1,2
4	149	150,2	1,2
5	165	166,2	1,2
6	181	183,2	2,2
7	194	195,2	1,2
8	205	206,2	1,2
9	214	215,2	1,2
10	225	226,2	1,2
11	235	236,2	1,2
12	245	245,2	0,2
13	255	256,2	1,2
14	266	268,2	2,2
15	276	275,2	-0,8
16	286	286,2	0,2
17	296	298,2	2,2
18	306	306,2	0,2
19	316	317,2	1,2
20	327	328,2	1,2
21	336	337,2	1,2
22	347	344,2	-2,8
23	357	358,2	1,2
24	367	359,2	-7,8

megelőző mintákra kapott jóslási hibáktól, úgy már egészen biztosak lehetünk abban, hogy a vizsgált minta a keresett szeizmikus jel első szignifikáns eleme.

A cikk írója viszont nem közölte, hogy mit tekinthetünk szignifikáns jóslási hibának. Kézenfekvőnek látszik felhasználni az összes korábbi pontra számított jóslási hibát, s például ezen értékek szórásához viszonyítani az adott mintára számított jóslási hibát. Persze így a 4. próbát minden pontra el kell végezni. Látható továbbá az is, hogy a jel domináns hullámhossza és a mintavételi távolság aránya határozza meg azt, hogy a fenti próbák teljesülését hány egymást követő pontra kívánjuk meg. Beállításukat empirikusan is meg lehet oldani, de célszerű lehet az automatikus beállítás lehetőségét is megvizsgálni.

Ezen megfontolások és különböző szeizmogramokon végzett próba futások alapján a következő módon alakítottam át a fenti algoritmust:

1. Első lépésként meghatároztam a vizsgált pontra a jóslási hibát, s azon ponttól kezdve ahonnan már megfelelően megbízhatóvá válik a jóslás (ez az általam használt szűrőnél a negyvenedik pont környéke), összehasonlítottam a korábbi pontokra számított hibák szórásával. Amennyiben három egymást követő pontra a jósolt és a valódi érték különbsége meghaladta a korábbi különbségek szórásának háromszorosát, úgy közülük az elsőt vizsgáltam tovább.

2. Ezután végeztem el a jelalak fent már leírt vizsgálatát a monotonitás szempontjából.

3. Következett annak vizsgálata, hogy megelőzően erősödik-e a feltételezett jel.

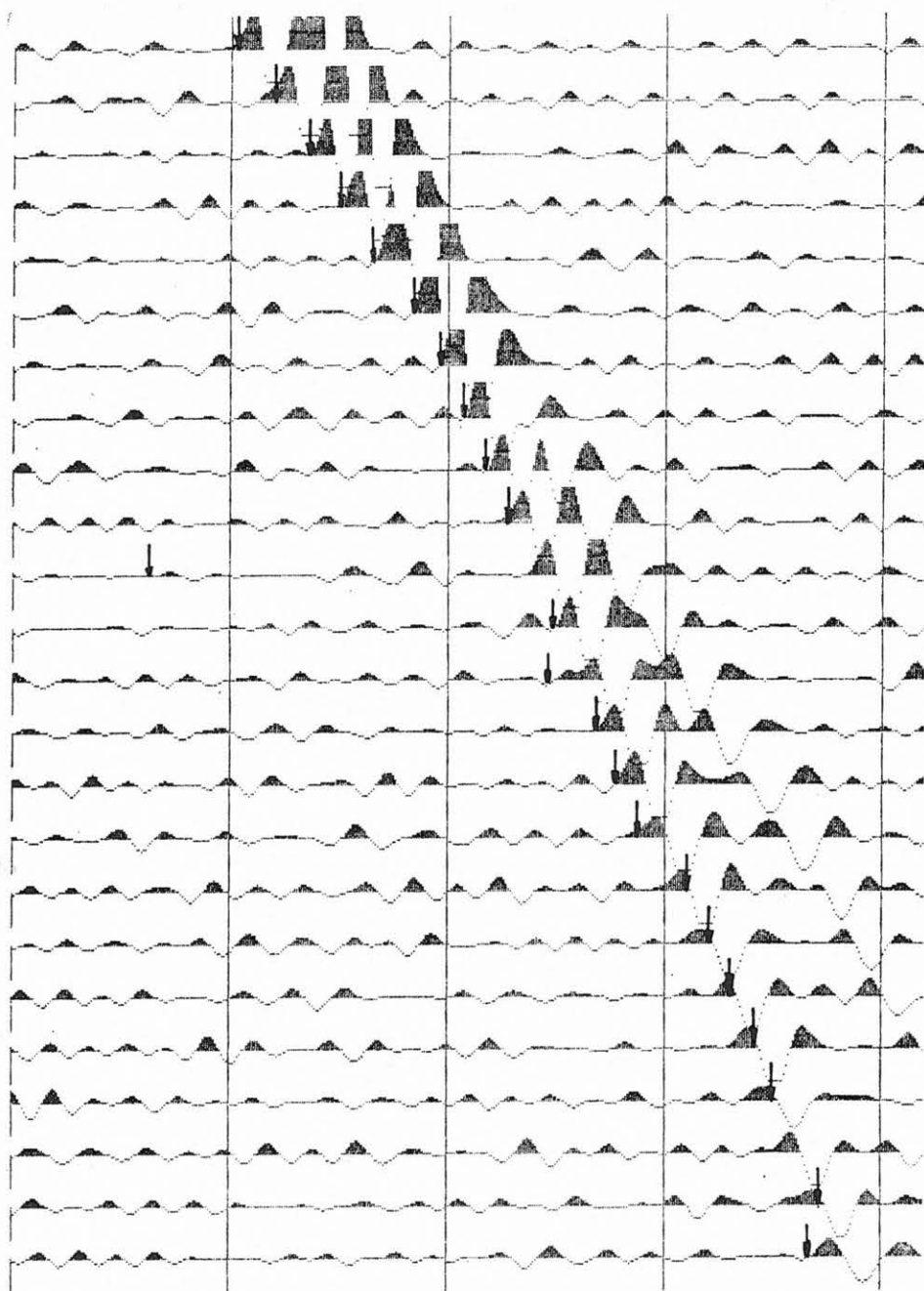
4. Végül megvizsgáltam azt, hogy a kiválasztott pontot követő néhány minta különbségének abszolút értéke meghaladja-e a korábbiak szórását. Így lehetett elkerülni, hogy valamilyen kisebb waveletszerű zavar végét fogjuk meg, ahol szintén megnő a jóslási hiba értéke.

5. Ha így már talált a gép egy olyan hullám-alakot, mely kielégítette a kívánalmakat, megpróbáltam megkeresni a jel elejét, hisz az eddigiek alapján meghatározott nagy jóslási hibájú minta már sokadik pontja lehet a jelnek. Ezt szintén a jóslási hibák alapján végeztem, visszafelé haladva megkeresve azt a pontot, ahol a hiba abszolút értéke először csökken a korábbi hibák egyszeres szórása alá.

Tömören értékelve az eljárást, azt mondhatjuk, hogy jó jel/zaj arány esetén általában megfelelő. Az 5. és a 6. ábra, illetve a hozzájuk tartozó 1. és 2. táblázat egy gyenge, és egy erős zajjal terhelt műszeizmogramon mutatja be a kijelölt első beérkezéseket. Mint látható, egyrészt az algoritmus pontossága valamivel kisebb Gelchinsky később ismertető módszerénél (ez a „csúszkálás” figyelhető meg az 5. ábrán és az ugyanazon műszeizmogram kijelölt és tényleges első beérkezéseit tartalmazó 1. táblázaton), másrészt viszonylag gyakran előfordul a gyengébb jelek detektálásánál ciklusugrás, sőt egyes alkalmakkor teljesen hamis jelet fog. Ez utóbbi általában akkor következik be, ha a vizsgált csatorna eleje igen csendes — így kicsi a jóslási hibák szórása —, és ha e szakasz után egy wavelet-szerű, kis amplitúdójú szeizmikus zaj jelentkezik, amit a 2—4. lépésben leírt vizsgálatokkal sajnos nem lehet kiszűrni, mert

domináns periódusa hasonló a jeléhez. Különösen bonyolult a probléma megoldása, ha egyazon szeizmogram feldolgozásakor egyes csatornákon a korai zajt detektálja jelként a módszer — azaz a jel kritériumainak szigorítása lenne célszerű —,

míg más csatornákon ciklusugrás fordul elő — aminek kiküszöbölésére a jel kritériumainak enyhítése lenne szükség. Ilyen példát mutat be a 6. ábra: az erős zajjal terhelt műszeizmogram 11. és 13. csatornáján a jel előtti nem túl nagy ampli-



GEO 90/2-6

6. ábra. Hatherly módszerével bejelölt első beérkezések erős zajjal terhelt műszeizmogramon. Megfigyelhető a bejelölések „elcsúszása” a jel/zaj arány csökkenésével, és a jel elejére települt zaj erősen zavaró hatása

Рис. 6. Первые вступления, выявленные по методу Hatherly, на синтетической сейсмограмме, нагруженной сильным шумом. Видна дислокация маркировки при снижении отношения сигнал/шум и отрицательное влияние шума, появляющегося в начале сигнала

Fig. 6. First arrivals picked by using the method proposed by Hatherly on synthetic seismogram obtained by adding high-amplitude noise. The method is slipping with the decrease of the signal-to-noise ratio, and the disturbing effect of the noise located at the beginning of the signal can be observed

2. táblázat (a 6. ábrához)

Az adatok a mintavételi pontszámokat adják meg. Mintavételi távolság: 0,5 ms

Table 2. (to Fig. 6.)

Numbers are representing sample points. Sampling interval 0,5 ms.

Таблица 2. (Цифровые данные к рис. 6.)

Указаны номера точек дискретизации. Шаг дискретизации: 0,5 мс.

Csatorna	Jel kezdete	Első beérkezés	Különbség
1	102	105,0	3,0
2	117	121,0	4,0
3	133	138,0	5,0
4	149	152,0	3,0
5	165	167,0	2,0
6	181	186,0	5,0
7	194	198,0	4,0
8	205	209,0	4,0
9	214	219,0	5,0
10	225	229,0	4,0
11	235	64,9	-170,1
12	245	250,0	5,0
13	255	248,0	-7,0
14	266	270,0	4,0
15	276	279,0	3,0
16	286	289,0	3,0
17	296	312,0	16,0
18	306	322,0	16,0
19	316	332,0	16,0
20	327	343,0	16,0
21	336	351,0	15,0
22	347	-3,5	350,5
23	357	373,0	16,0
24	367	368,0	1,0

túdójú zajt már jelként fogadta el az algoritmus, míg a 17.—21. és 23. csatornán átugrotta az első fél periódust, a 22. csatornán pedig egyáltalán nem talált általa elfogadhatónak ítélt jelet.

Látható, hogy e módszer is, hasonlóan az előző fejezetben ismertetetthez, nem is annyira a zaj nagyságára, mint annak csatornán belüli elhelyezkedésére érzékeny. Hátránya még, hogy ha zaj telepedik a jel elejére, úgy nem tudja a zajon belül meglátni a jel kezdetét; továbbá nem elhanyagolható nagy időigényessége sem: adott mennyiségű csatorna feldolgozásához hozzávetőlegesen ötször annyi idő szükséges mint *Gelchinsky* módszerével.

A terepi felvételek feldolgozása során nyert tapasztalatokat később ismertetem.

Gelchinsky és Shtivelman módszere

Gelchinsky és Shtivelman (1983) egy — az előzőekben ismertetett első beérkezést kijelölő algoritmusoktól eltérő — módszert javasol. Véleményük szerint *Hatherly (1982)*, az előző fejezetben ismertetett eljárásának legnagyobb hátránya az, hogy mindig csak egy csatornát vizsgál, s így nem használja ki a szeizmikus jel egy igen fontos tulajdonságát, a szomszédos csatornákon regisztrált jelalakok korrelációját. Bár *Hatherly* módszere bizonyos esetekben jó eredményt szolgáltat, és szerzője sikeres gyakorlati alkalmazásáról is számot adott, úgy tűnik, hogy algoritmusuk csak viszonylag nagy jel/zaj arány esetén működik megbízhatóan. *Gelchinsky* ezen megállapításait saját eredményeim is alátámasztották.

Léteznek ugyan más módszerek, korábban publikált algoritmusok, melyek koherencia, illetve

keresztkorrelációs vizsgálatokat használnak fel, ⁸ alapjuk az a feltételezés, hogy a szomszédos csatornákon regisztrált jelek alakja nem változik lényegesen. Azonban a terepi felvételek ezt a feltételezést jól láthatóan nem támasztják alá.

A fentiek alapján *Gelchinsky és Shtivelman* olyan módszert javasol megoldásként, mely nem követeli meg a jelalakok változatlanságát, de a jelek korreláltságát kihasználva, bizonyos statisztikai kritériumokat figyelembe véve határozza meg a jel beérkezésének idejét.

Az eljárás három fő lépésből áll:

1. a zajok korrelációjának elrontása,
2. studentogramok számítása,

3. az egy bizonyos értéket meghaladó studentogramok közül a legkisebb időértékhez tartozónak a megkeresése; ez az időérték lesz az adott csatornán meghatározott első beérkezés ideje.

Az első beérkezések meghatározásánál a legnagyobb nehézséget a regisztrált zajok okozzák. Egyrészt akkor, ha kicsi a jel/zaj arány (Különösen a távoli csatornákon fordulhat elő, hogy a zaj amplitúdója akár meg is haladhatja a jel amplitúdóját), másrészt a terepi regisztrátumok elemzése azt mutatta, hogy rövid intervallumokon a szomszédos csatornákon regisztrált zaj igen nagy korreláltságot is mutathat, ami mindegyik eddig használatos algoritmus esetén jelentős hibák forrása is lehet.

Az első lépés feladata a zajok esetleges korrelációjának megzavarása az amplitúdók megváltoztatásával. Ez a következő módon történik: minden csatornán meghatároztunk egy olyan időablakot, melyben biztos, hogy csak zajt regisztráltunk.

Ezután kiszámítjuk az alábbi, a regisztrált zaj mértékét jellemző U értéket:

$$U = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n u_j$$

ahol

n a csatornák száma,

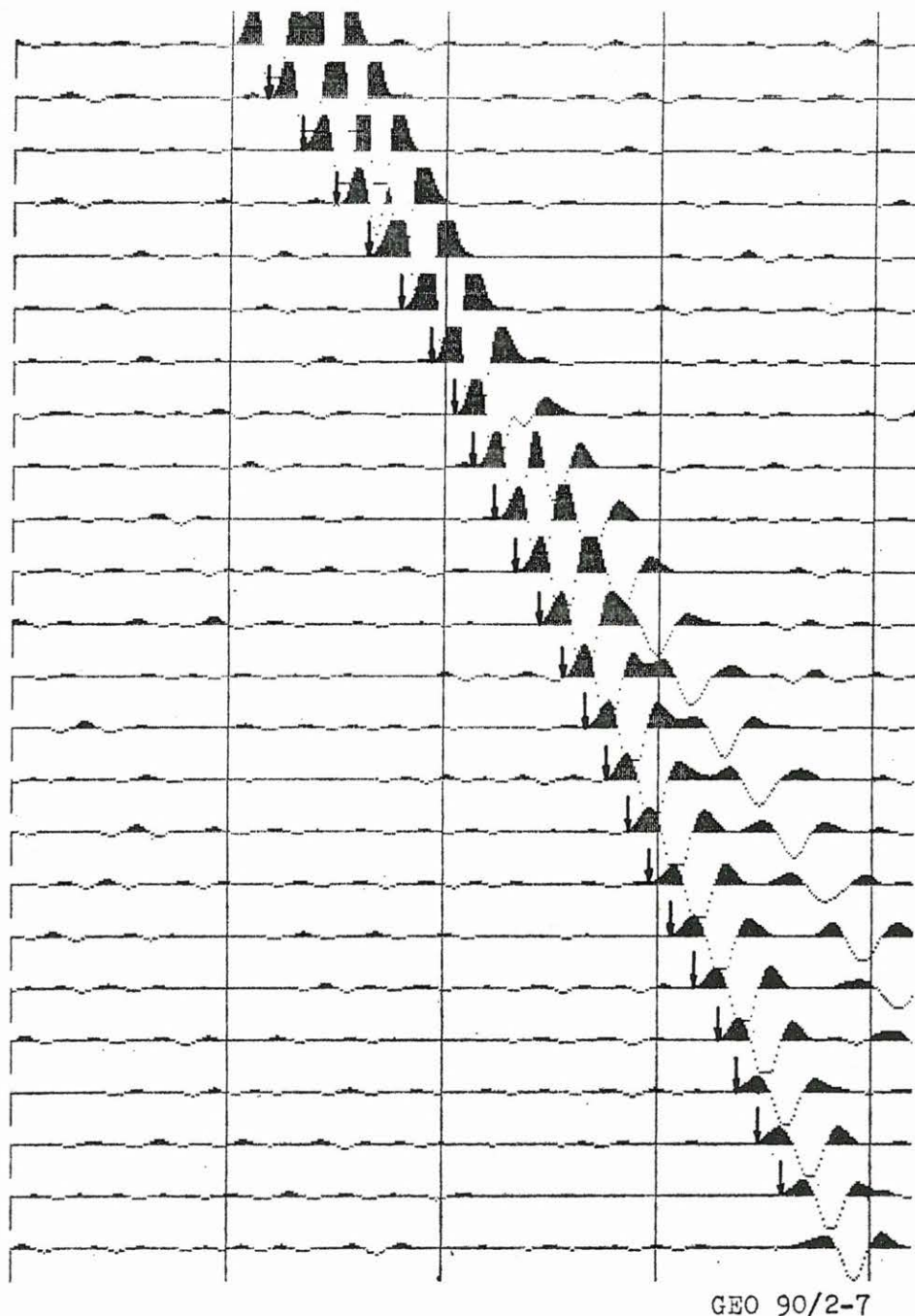
u_j pedig a j csatornán az ablakon belüli leg-

nagyobb abszolút értékű minta abszolút értéke.

Ezután bevezetve az $S(x)$ lépcsőfüggvényt,

$$S(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases}$$

Az alábbi hozzárendelési utasítás alapján olyan új szeizmogramot készítünk, melyen jelentős mértékben csökken a zaj energiája, s vele együtt a



7. ábra. Gelchinsky és Shtivelman módszerével bejelölt első beérkezések gyenge zajjal terhelt műszeizmogramon. A bejelölések konzekvensek, egyiket sem lehet érdemben megkérdőjelezni

Рис. 7. Первые вступления выявленные методом Гелчинский—Штивелман на синтетической сейсмограмме, нагруженной слабым шумом. Маркировка уверенная, места маркировки по существу бесспорны.

Fig. 7. First arrivals picked by using the method proposed by Gelchinsky and Shtivelman on synthetic seismogram obtained by adding low-amplitude noise. The picks are practically undeniable

3. táblázat (a 7. ábrához)

Az adatok a mintavételi pontszámokat adják meg. Mintavételi távolság: 0,5 ms

Tabl 3. (to Fig. 7.)

Numbers are representing sample points. Sampling interval 0,5 ms

Таблица 3. (Цифровые данные к рис. 7.)

Указаны номера точек дискретизации. Шаг дискретизации: 0,5 мс.

Csatorna	Jel kezdete	Első beérkezés	Különbség
2	117	118	1
3	133	135	2
4	149	151	2
5	165	166	1
6	181	181	0
7	194	194	0
8	205	205	0
9	214	215	1
10	225	225	0
11	235	235	0
12	245	246	1
13	255	257	2
14	266	268	2
15	276	278	2
16	286	288	2
17	296	299	3
18	306	309	3
19	316	318	2
20	327	329	2
21	336	339	3
22	347	349	2
23	357	360	3

szomszédos csatornákon regisztrált zaj esetleges korrelációja is:

$$Y'_{i,n} = Y_{i,n} S(|Y_{i,n}| - \alpha U)$$

ahol

- $y_{i,n}$ a szeizmogram n csatorna i pontjára vett minta értéke,
- $y'_{i,n}$ az új szeizmogram n csatorna i pontján a minta értéke,
- α pedig a zajszintet meghatározó, általunk választott érték (általában 1 és 2 között).

Az algoritmus következő lépéseként az egyes pontokra kiszámítjuk azt a $W(j,k)$ *studentogram-nak* nevezett értéket, mely a következő meg gondolás alapján a döntés alapjául szolgál.

Az eljárás szempontjából, refrakciós mérések-nél, jó közelítéssel feltételezhetjük, hogy három szomszédos csatornát figyelve az első beérkezések menetidő görbéje egyenessel közelíthető. Tehát amennyivel korábban jelent meg a jel a vizsgált csatornát megelőző csatornán, annival később jelenik meg a következőn. egy célszerű adott pont értékét a szomszédos két csatornán megfelelő időkülönbséggel regisztrált két pont értékéhez hasonlítani. Legyen $W(j,k)$ az adott csatorna j pontjára (a szomszédos csatornák $j-k$, illetve $j+k$ pontja segítségével) meghatározott érték, a három pontbeli y' átlagának és szórásának hányadosa. A feladat ezen $W(j,k)$ értékek kiszámítása adott csatornára, minden, a mérési elrendezés ismeretében, szóba jöhető pontra és csatornák közötti k időtolásra.

Könnyen belátható, hogy az így kiszámított $W(j,k)$ értéke a jel beérkezését követő pontokban, megfelelő k időtolással számolva, lényegesen nagyobb, mint a beérkezés előtt. Tehát megkeresve a vizsgált csatornán azt a legkisebb j pontot, melyre $W(j,k)$ értéke meghalad egy elvi meg gondolás alapján, statisztikailag meghatározott szintet, tekinthetjük azt az adott csatornán a jel első pontjának. Ezen legkisebb j értéknek megkeresése az eljárás harmadik lépése.

Mindhárom módszer közül ez volt az, amellyel a vizsgált műszeizmogramokon a legújabb eredményeket sikerült elérni. Ez nagyon jól látható mind a műszeizmogramokon, mind a terepi felvételek feldolgozásánál. A 7. és 8. ábrán látható két műszeizmogram és a hozzájuk tartozó 3. és 4. táblázatban figyelhető meg az első beérkezések detektálásának — még erős zaj esetén is — nagyfokú pontossága, mely a legalább közepes minőségű felvételek esetén vetekszik egy gyakorlott kiértékelő pontosságával. Ezt általában még a közvetlenül a jel elejére települt waveletszerű zaj sem tudja jelentős mértékben befolyásolni.

Problémát csak a zajküszöböt meghatározó α érték megválasztása okoz, de $\alpha=2$ értékkel még igen zajos felvétel esetén is általában jól működött a módszer.

Egyetlen komolyabb hátrányként az említhető meg, hogy az algoritmusból kifolyólag az első és az utolsó csatornán nem jelöljük ki a beérkezéseket, de ez a feladat más úton, például extrapolációval, megfelelő pontossággal megoldható.

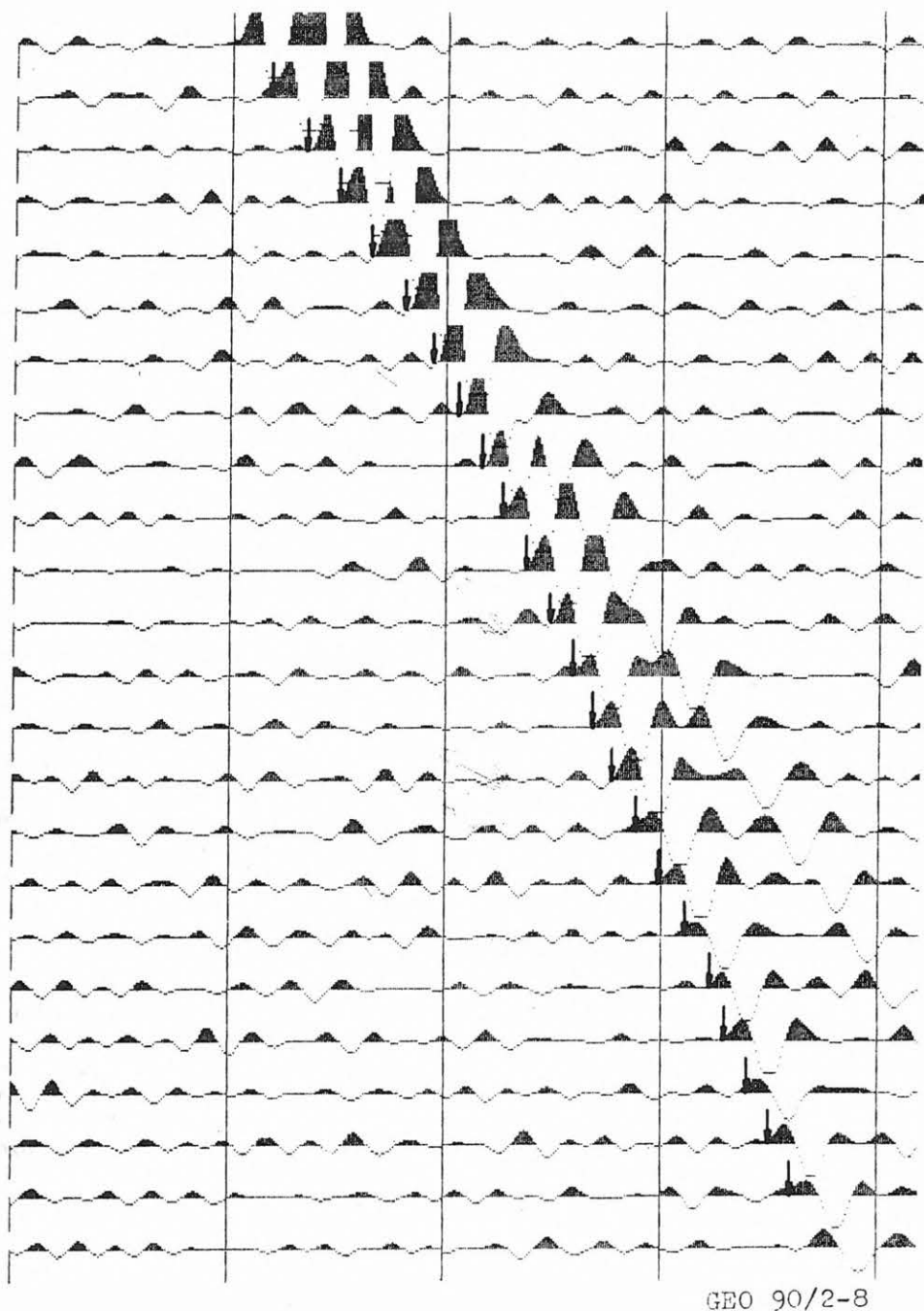
A terepi felvételek feldolgozásáról a következő fejezetben számolok be, ahol rögtön össze tudom

vetni *Gelchinsky* és *Hatherly* módszerének hatékonyságát.

Terepi mérések feldolgozásának tapasztalatai

Az előzőekben bemutatott három elvileg különböző, első beérkezéseket kijelölő módszer közül az

utóbbi kettő *Hatherly* (1982), és *Gelchinsky—Shtivelman* (1983)) eredményei bizonyultak megfelelő pontosságúaknak a további vizsgálatokhoz. Ezen fejezetben e két módszer terepi mérések feldolgozásánál kapott eredményeit hasonlítom össze. A kísérleti anyagot kisrefrakciós mérések regisztrátumai szolgáltatták.



8. ábra. *Gelchinsky* és *Shtivelman* módszerével bejelölt első beérkezések erős zajjal terhelt műszeizmogramon. Jól megfigyelhető, hogy a bejelölések gyakorlatilag nem csúszkálnak, még a közvetlenül a jel elejére rátelepült zajokba is „belelát” e módszer

Рис. 8. Первые вступления, выявленные методом *Gelchinsky—Shtivelman*, на синтетической сейсмограмме, нагруженной сильным шумом. Хорошо видно, что дислокация маркировки практически не наблюдается; более того, этот метод обнаруживает и тот сигнал, на начало которого наложился шум

Fig. 8. First arrivals picked by using the method proposed by *Gelchinsky* and *Shtivelman* on synthetic seismogram obtained by adding high-amplitude noise. No slip can be observed, the method effectively recognizes the signals covered by noise

4. táblázat (a 8. ábrához)

Az adatok a mintavételi pontszámokat adják meg. Mintavételi távolság: 0,5 ms

Table 5. (to Fig. 8.)

Numbers are representing sample points. Sampling interval 0,5 ms.

Таблица 4. (Цифровые данные к рис. 8.)

Указаны номера точек дискретизации. Шаг дискретизации: 0,5 мс.

Csatorna	Jel kezdete	Első beérkezés	Különbség
2	117	119	2
3	133	136	3
4	149	151	2
5	165	166	1
6	181	182	1
7	194	195	1
8	205	207	2
9	214	218	4
10	225	227	2
11	235	238	3
12	245	249	4
13	255	260	5
14	266	269	3
15	276	278	2
16	286	289	3
17	296	300	4
18	306	312	6
19	316	324	8
20	327	331	4
21	336	314	5
22	347	351	4
23	357	361	4

A 9., 10. és 11. ábrákon jól megfigyelhetők e két különböző algoritmus alkalmazásának előnyei és hátrányai. A *Gelchinsky* és *Shtivelman* módszerével bejelölt idők megfelelő pontosságúaknak tűnnek: a három felvétel egyikén sem található szembeötlő hiba, nem fordul elő ciklusugrás és sehol sem állítható biztonsággal, hogy a kézi kiértékelés pontosabb lenne. Hátránya viszont, hogy a két szélső csatornán nem szolgáltat eredményt. Ezzel szemben *Hatherly* módszerével viszonylag gyakran nem találunk elfogadható jelet (például a 11. ábrán ez három csatornán is megfigyelhető), előfordul ciklusugrás és mint azt a műszeizmogramokon is látni lehetett, igen érzékeny a jel elejére rátelepedő zajra. Ennek következménye a kijelölt idők *csúszkálása*, ami már a műszeizmogramokon is látható volt, itt pedig a 11. ábrán leginkább szembeötlő. Ezzel a gonddal szemben *Gelchinsky* módszere gyakorlatilag teljesen érzékelten.

A 12. és a 13. ábra két nehéz esetet mutat be: A 12. ábra utolsó csatornáin megfigyelhető, hogy a közvetlenül a beérkezés előtt megjelenő, azzal összemérhető amplitúdójú, a szomszédos csatornákon jó korrelációt mutató zaj esetén *Gelchinsky* módszere is tehetetlen, és mint várható volt, ilyen esetekben *Hatherly* algoritmus is vezet eredményre. A 13. ábrán viszont nem a zaj, hanem a jel okoz problémát. Az igen kis offset miatt a közeli csatornákon túl erős a bejövő jel, ami nagy erősítés esetén áthallatszik a többi csatornára is. Ezért az észlelő, éppen az első beérkezések kijelölésének megkönnyítésére, az első öt csatornán a többihez képest kisebb erősítést állított be. Ennek következményeként változott a regisztrált jelalak, s így az első hat csatornán igen nagy az első

beérkezés kijelölésének hibája. Ebben az esetben megoldást jelenthetne például az erősítés értékeinek a regisztrátum fejlécébe történő beírása, vagy esetleg a különböző csatornák energia szerinti normálása.

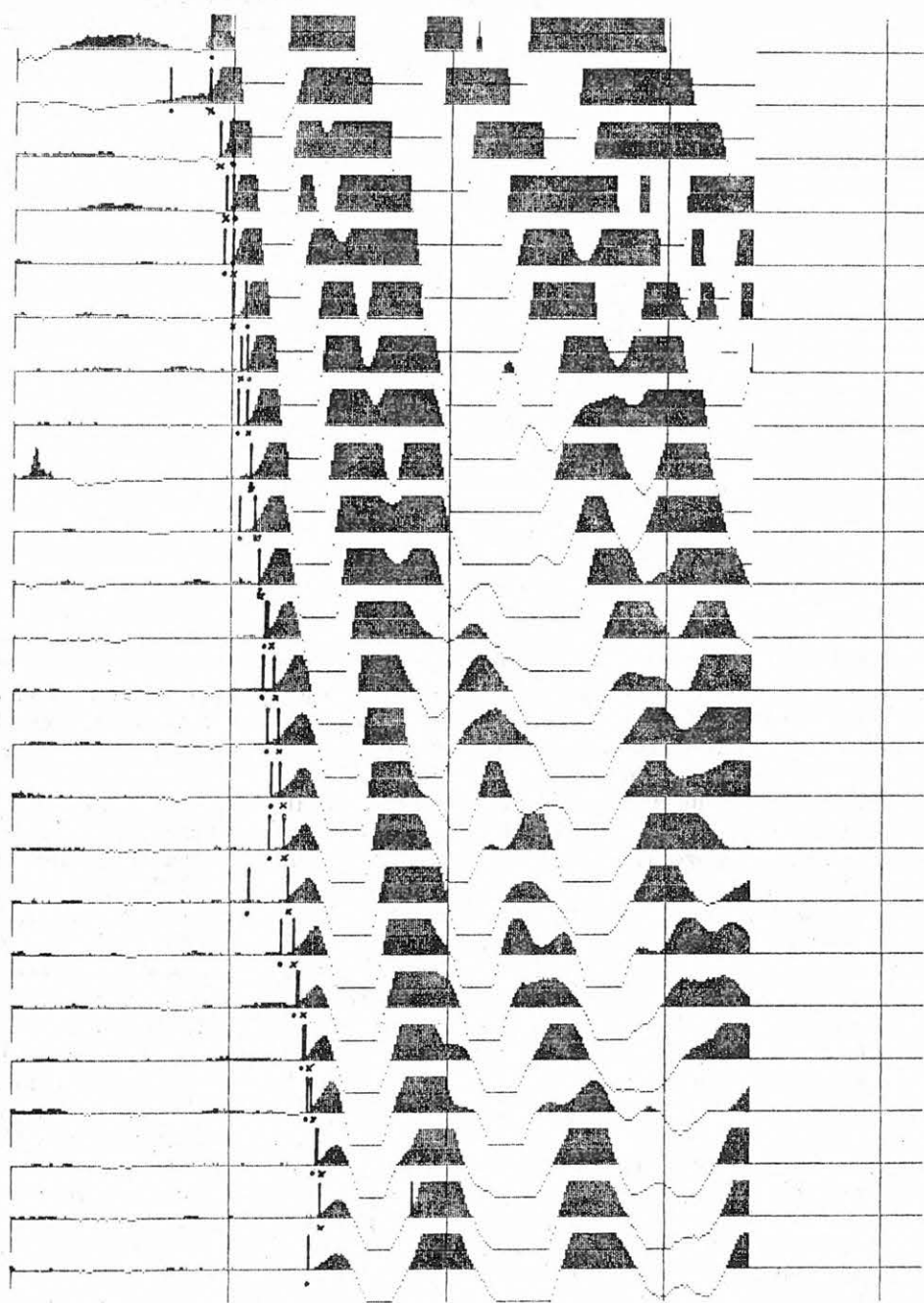
Összefoglalásképpen megállapíthatjuk, hogy legcélszerűbb *Gelchinsky* és *Shtivelman* (1983) által leírt algoritmus használata, mivel pontossága igen jó, míg *Hatherly* (1982), és különösen *Coppens* (1985) módszerénél a jel/zaj arány csökkenésével jelentős hibák fordulhatnak elő. *Gelchinsky* és *Shtivelman* algoritmusának egyetlen komolyabb hiányossága a másik kettővel szemben az, hogy három csatornát vizsgál egyszerre, így a felvétel első és utolsó csatornáján nem működik. Ez viszont — gyakorlati esetekben megfelelő pontossággal, — extrapolációval áthidalható. Azokban az esetekben viszont, amikor nagymennyiségű, kis csatornaszámú, nagy jel/zaj arányú csatornát tartalmazó felvételt kell feldolgozni, érdemesebb *Hatherly* (1982) módszerét alkalmazni, mely ugyan lassúbb *Gelchinsky*-énél, de egyszerre csak egy csatornát vizsgál.

Ahhoz, hogy rutinszerűen lehessen alkalmazni az első beérkezést meghatározó programot, feltétlenül szükségesnek látszik, hogy a mérés leglényegesebb adatai (terítési rendszer, geofonköz, robbantópont helye, esetleg a szintezési adatok) is megtalálhatók legyenek a regisztrátum fejlécében. Ezeket az információkat felhasználva lényegesen növelhető mind *Gelchinsky* és *Shtivelman*, mind *Hatherly* algoritmusának pontossága. Miután még a szinte minden esetben jól működő *Gelchinsky*-féle algoritmus is bizonyos esetekben hibás eredményt adhat egy-egy csatornán, ezért jelenleg

szükséges, hogy a kiértékelő egy pillantással ellenőrizze az eredményeket.

A program továbbfejlesztésének egyik gyümölcsözőnek ígérkező útja a három algoritmus kombi-

nációja: Coppens módszere jól használható a beérkezések idejének durva meghatározására, azaz a keresőablakok kijelölésére; *Gelchinsky* és *Shtivelman* módszere a beérkezések idejének ablakon



GEO 90/2-9

9. ábra. Hatherly (.), illetve Gelchinsky és Shtivelman (x) módszerével bejelölt első beérkezések terepi felvételen. Megfigyelhető Gelchinsky és Shtivelman módszerének kielégítő pontossága, és Hatherly módszerének gyakori bizonytalankodása

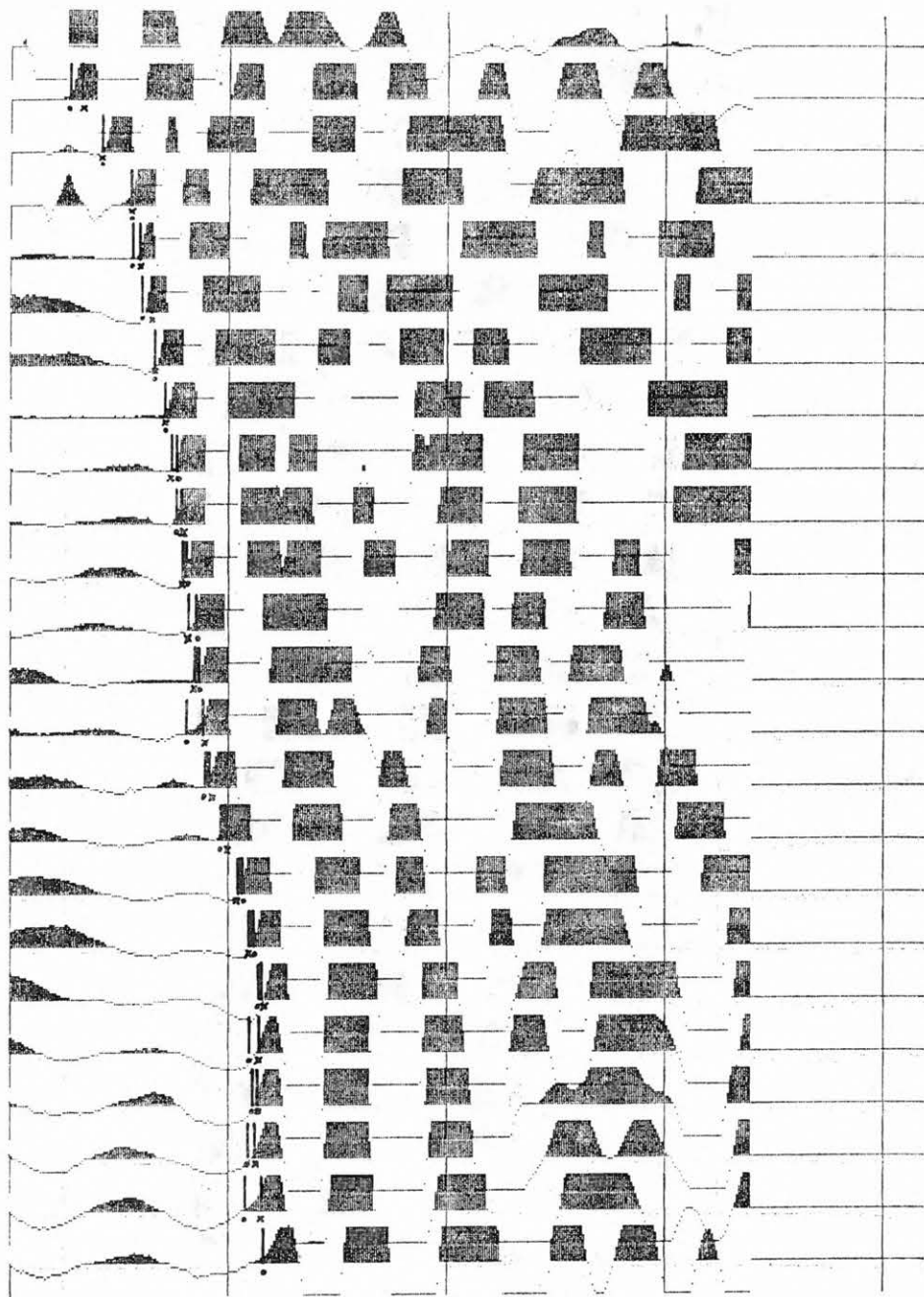
Рис. 9. Первые вступления, выявленные методами Hatherly (.) и Gelchinsky—Shtivelman (x), на полевой сейсмограмме. Отмечается достаточная точность метода Gelchinsky—Shtivelman, а также частая недостоверность метода Hatherly

Fig. 9. First arrivals picked by the methods proposed by Hatherly (.) and by Gelchinsky and Shtivelman (x). The satisfactory accuracy of the latter and the not sufficient reliability of the former can be observed

belüli pontosabb meghatározására; míg *Hatherly* módszeréből az alakellenőrzés használható fel az esetleges eltérések elkerülésére.

Végezetül ezúton is szeretnék köszönetet mon-

dani *Hermann Lászlónak*, aki konzulensként tanácsaival és észrevételeivel nagy segítséget nyújtott az ezen cikk alapjául szolgáló szakdolgozatom elkészítéséhez.



GEO 90/2-10

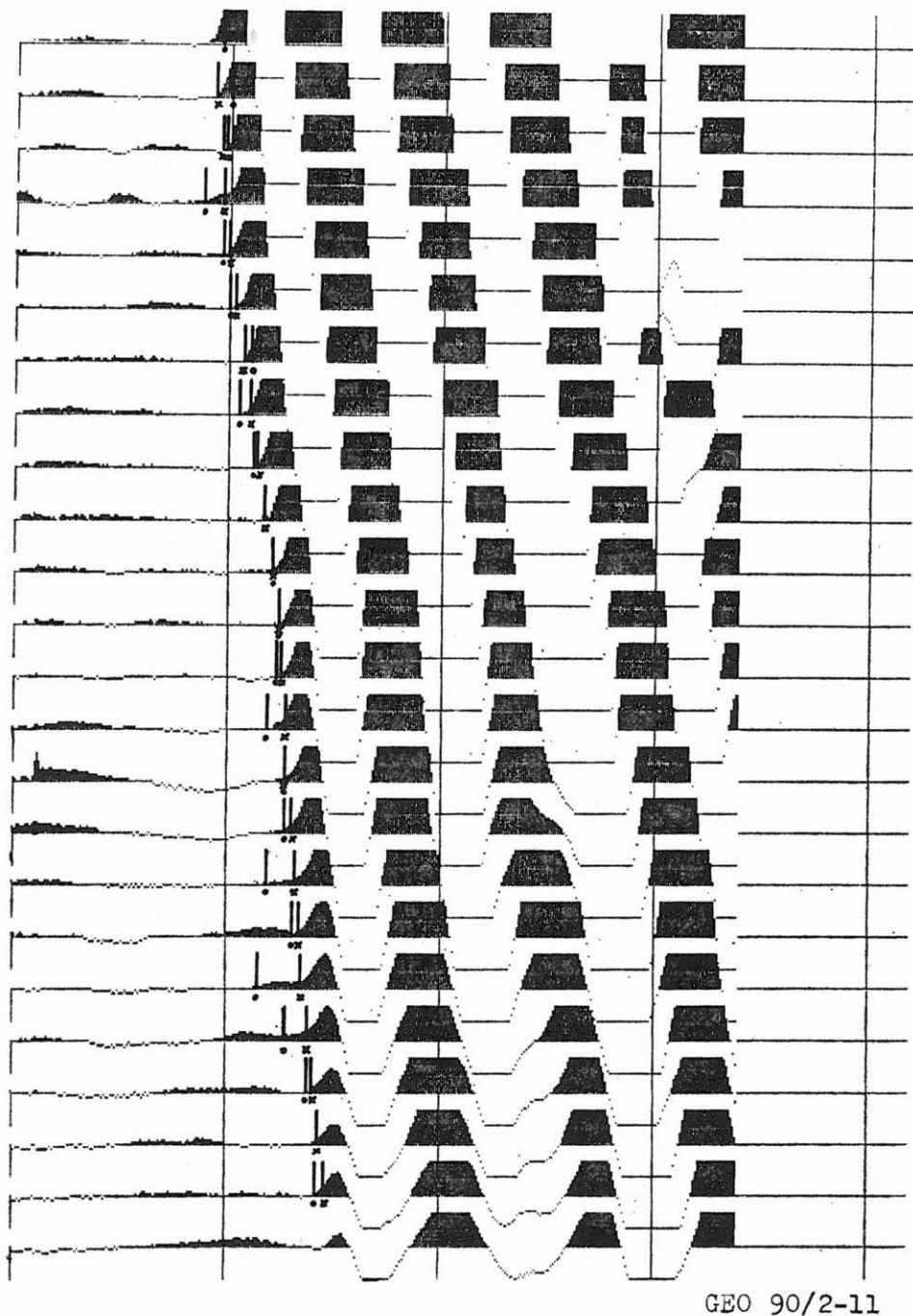
10. ábra. Hatherly (.), illetve Gelchinsky és Shtivelman (x) módszerével bejelölt első beérkezések terepi felvételen. Látható, hogy a „szabálytalan” menetidőgörbe egyik módszer működését sem befolyásolja

Рис. 10. Первые вступления, выявленные методами Hatherly (.) и Gelchinsky—Shtivelman (x), на полевой сейсмограмме. Видно, что „нерегулярный” годограф не влияет на результаты, полученные этими методами

Fig. 10. First arrivals picked by the methods proposed by Hatherly (.) and by Gelchinsky and Shtivelman (x). Apparently, irregular travelttime curves are not affecting these methods

Coppens, F. 1985: First arrival picking on common-offset trace collection for automatic estimation of static corrections, *Geophysical Prospecting* 33, 1212—1231.

Gelchinsky, B. and Shtivelman, V. 1983: Automatic picking of first arrivals and parametrization of travel time curves, *Geophysical Prospecting* 31, 955—928.



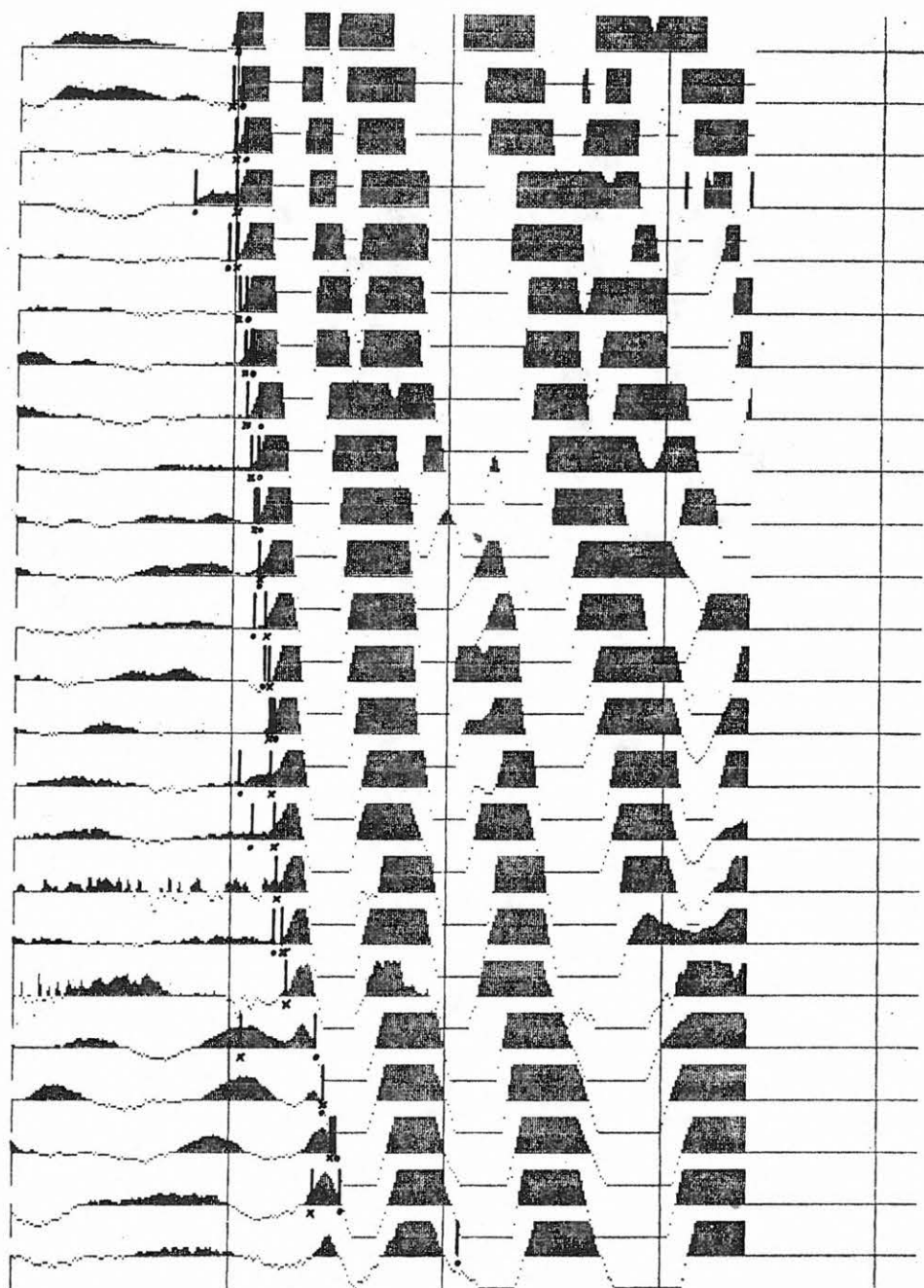
11. ábra. Hatherly (.), illetve Gelchinsky és Shtivelman (x) módszerével bejelölt első beérkezések terepi felvételen. A 14—20. csatornákon megfigyelhető, hogy a jel elejére „ráülő” zaj Hatherly módszerét erősen megzavarhatja, míg Gelchinskyt és Shtivelmanét érdemben nem befolyásolja

Рис. 11. Первые вступления, выявленные методами Hatherly (.) и Gelchinsky—Shtivelman (x), на полевой сейсмограмме. На каналах 14—20 видно, что шум наложившийся на начало сигнала, сильно мешает методу H2therly, и практически не влияет на результаты, полученные методом Gelchinsky—Shtivelman

Fig. 11. First arrivals picked by the methods proposed by Hatherly (.) and by Gelchinsky and Shtivelman (x). The noise located at the beginning of the signal can seriously affect the accuracy of the former, while it has practically no influence on the results of the latter, as it can be observed on channels 14 to 20.

Hatherly, P. J. 1982: A Computer method for determining seismic first arrival times, *Geophysics* 47, 1431—1436.
 cker, N. 1953: The form and laws of propagation of Riseismic wavelets, *Geophysics* 18, 10—40.

Robinson, E. A. 1967: Multichannel time series analysis with digital computer programs, San Fransisco, Holden-Day

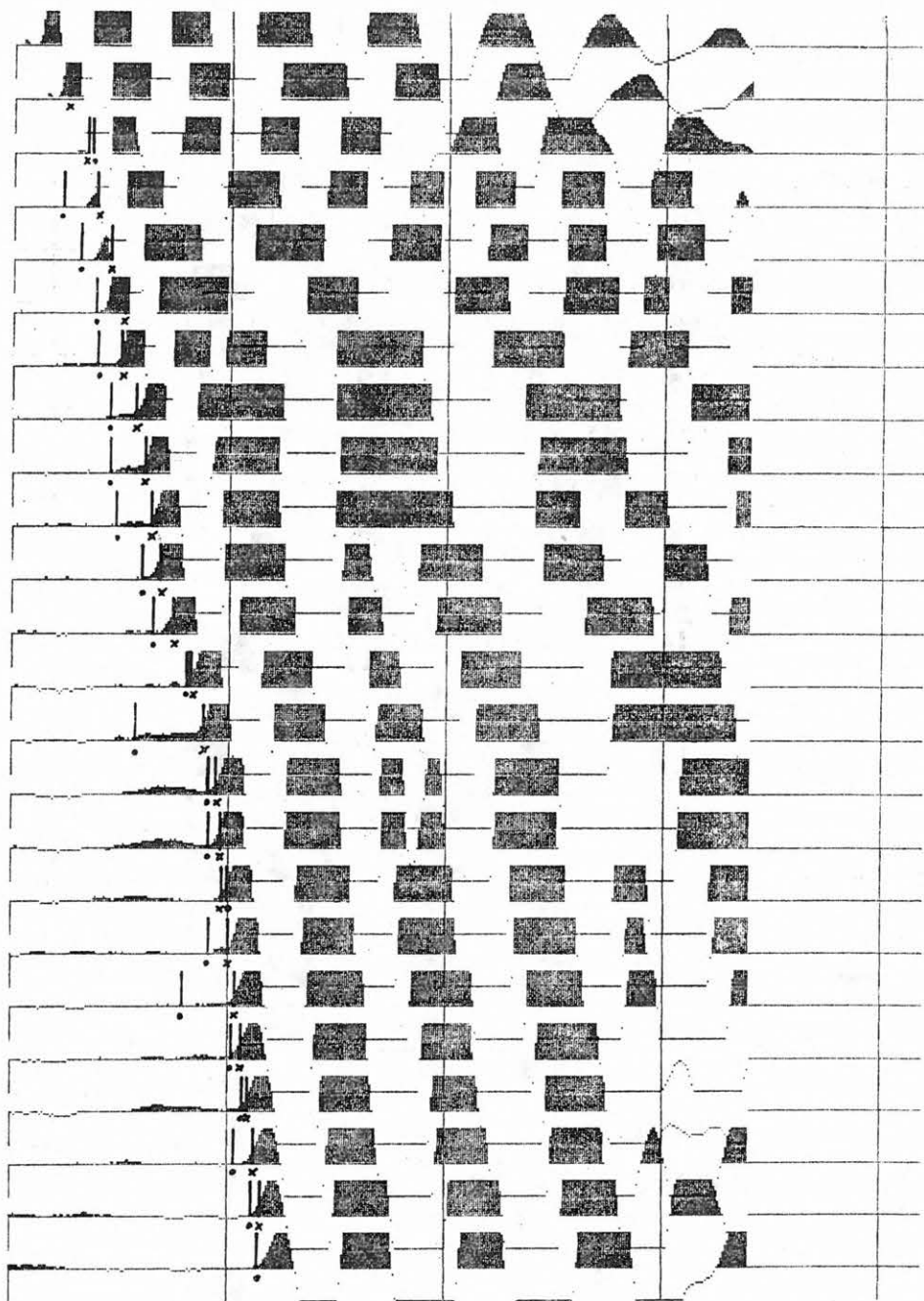


GEO 90/2-12

12. ábra. Hatherly (.), illetve Gelchinsky és Shtivelman (x) módszerével bejelölt első beérkezések terepi felvételen. A 20—22. csatornákon látható, hogy az alacsony frekvenciás, nagy amplitúdójú zajok Gelchinsky és Shtivelman módszerét is megzavarják

Рис. 12. Первые вступления, выявленные методами Hatherly (.) и Gelchinsky—Shtivelman (x), на полевой сейсмограмме. На каналах 20—22 видно, что шумы с низкой частотой и большой амплитудой мешают применению также и метода Gelchinsky—Shtivelman.

Fig. 12. First arrivals picked by the methods proposed by Hatherly (.) and by Gelchinsky and Shtivelman (x). Low-frequency and high-amplitude noise can affect also the latter and results in mispicks, as it can be observed on channels 20 to 22.



GEO 90/2-13

13. ábra. Hatherly (.), illetve Gelchinsky és Shtivelman (x) módszerével bejelölt első beérkezések terepi felvételen. Látható a robbantópont felőli csatornák különböző erősítésének zavaró hatása Gelchinsky és Shtivelman módszerére illetve a Hatherly módszerében alkalmazott jósló szűrő eltérése a „csendes” csatornákon megjelenő kis amplitúdójú zaj hatására

Рис. 13. Первые вступления, выявленные методами Hatherly (.) и Gelchinsky—Shtivelman (x), на полевой сейсмограмме. Видно, что различное усиление каналов на стороне точки взрыва отрицательно влияет на результативность метода Gelchinsky—Shtivelman; применение предсказывающего фильтра в методе Hatherly может дать ошибочные результаты на „спокойных” каналах даже под влиянием шума с малой амплитудой.

Fig. 13. First arrivals picked by the methods proposed by Hatherly (.) and by Gelchinsky and Shtivelman (x). Different gains used on shot-point-side channels affect the results of the latter; while the predictive filter used in the former can result in mispicks at low-amplitude noise on „quiet” channels

Az abonyi kutatási terület geofizikai méréseinek sztratifikai értelmezése

PHUNG KIM SAN

A dolgozat a szeizmikus időszelvények sztratifikai értelmezését mutatja be az abonyi kutatási területről. A szerző időszelvények és a területen lefúrt néhány fúrás karotázs adatai alapján a terület földtani felépítésének pontosabb megismerésére tett kísérletet.

This paper shows the seismic stratigraphic interpretation of Abony area. It gives a better understanding of the geological settings on the base of common interpretation of the results of the seismic profiles and boreholes.

В работе демонстрируется стратиграфическая интерпретация сейсмических временных разрезов на разведочной площади Абонь. На основе временных разрезов и данных каротажей проведенных в нескольких скважинах пробуренных на площади делается попытка для более детального изучения геологического строения этой площади.

Az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt megbízásából az ELGI 1978-ban Abony területén reflexiós méréseket végzett. A bemért szeizmikus vonalak anyagát (összesen 250 földrajzi km) 1978-ban dolgozták fel a MINSZK—32 számítógépen és erről készítettek is egy jelentést [1]. A Törtel, Abony, Zagyvarékas és Szolnok térségében a földtani felépítés érdekessége és a szénhidrogénkutatás szempontjából jelentősége miatt az említett anyagok egy részét 1984-ben, többi részét pedig 1988-ban újra feldolgozták a SzCSz programrendszerrel R—35-ös számítógépen.

Ez a dolgozat a szeizmikus időszelvények sztratifikai értelmezését mutatja be az abonyi kutatási területről. Az időszelvények és a területen lefúrt néhány fúrás karotázs adatai alapján a terület földtani felépítésének pontosabb megismerésére tett kísérletet.

1. A szeizmikus szekvencia analízise

A szeizmikus szekvencia nem más, mint egy üledékképződési ciklusban keletkezett, genetikusan összetartozó rétegekről származó reflexiók sorozata. A szeizmikus szekvencia tehát az üledékes ciklusok vagy sorozatok szeizmikus megjelenési formáinak tekinthető. A szekvenciákat üledékhiány és/vagy eróziós felület választja egymástól. Ezek a határfelületek felismerhetők a szeizmikus hullámképben, mivel a reflexiók követik a rétegek geometriáját ([3], [5], [6]).

A dolgozat a terület öt jellegzetes AB—1, AB—5, AB—7, AB—11 és AB—13 időszelvényeket mutatja be (2a., 3., 4a. és 6a. ábrák). Az AB—5 az abonyi medence mélyzónáját, AB—1 kissé magasabb szerkezeti helyzetet reprezentálja. Az AB—7, 11, 13 az előzőekre közel merőleges összekötő keresztshelvények (1. ábra).

A migrált szeizmikus időszelvények értelmezéséhez kútgeofizika (karotázs) adatokat felhasználtam. A kiválasztott szeizmikus időszelvény anyagminősége jó. A litológia azonosítására két mély-

fúrás karotázs shelvényét (Abony—1, Za-É—1.) választottam ki, mert az AB—11 és AB—7 szeizmikus vonalak közelében vannak. Az idő-mélység transzformációhoz az Abony—1 mélyfúrásban mért szeizmokarotázs adatokat használtam fel. Az üledékes fácies azonosításához az SP- és ellenállás-görbék szolgáltak.

Az egyes üledékes egységek elkülönítése a reflexiós karakterisztikák (amplitúdók, reflexió folyamatosság stb.) és reflexió elvégződés (onlap, downlap, toplap stb.) alapján történt.

A szekvencia: neogén képződmények aljzata

B szekvencia: miocén korú összlet

C szekvencia: pannoniai összlet — prodelta

D szekvencia: pannoniai összlet — deltalejtő, deltafront

E szekvencia: pannoniai összlet — deltasíkság

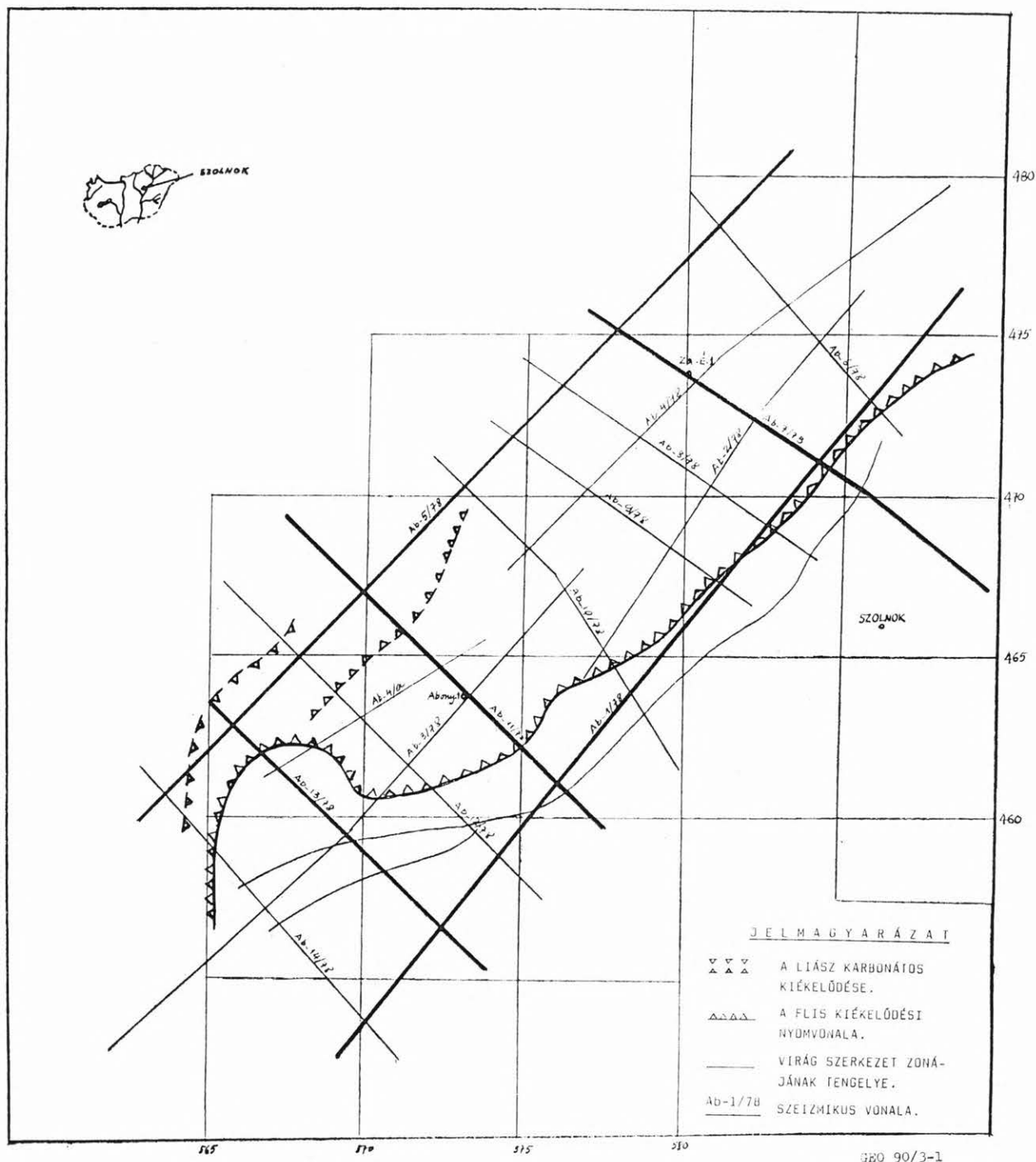
F szekvencia: alluviális síkság

1.1. Az A szekvencia: A neogén képződmények aljzata

A területen a neogén összlet aljzatát délen, délkeleten flis képződmények alkotják, a terület délnyugati részén pedig Jura (liász) korú karbonátos összlet képezi (1. ábra).

A flis összlet belsejére a kaotikus és reflexió szegény szeizmikus kép jellemző. A felszíne tektonikusan és eróziósan erősen lepusztult, ennek megfelelően jó energiájú reflexiók jelzik (6a. ábra). A szeizmikus shelvényeken jól látható a flisre jellemző gyűrt szerkezeti forma, amelynek szeizmikus megjelenési formája az áttolódásos szerkezet (5a., 6a. ábra). A területen egy felgyűrődési övezet húzódik DNY—ÉK irányban (1. ábra).

A flis nyugati szélétől nyugatra a liász korú karbonátok felgyűrődési zónája húzódik (1. ábra), amelyet az AB—5, 11, 13-es szeizmikus shelvényeken találunk. A karbonátos liász összlet közepesen követhető, változó energiájú rövid szakaszokon folytonos reflexiókkal jellemezhető. A flistól való elkülönítése blokkos szerkezete, jobb rétegzettség (5a. ábra) alapján lehetséges. A két felgyűrt



1. ábra. Az Abony kutatási terület térképe

Рис. 1. Карта площади разведки Абонь

Fig. 1. Map of the prospecting area

vonulat egymás melletti helyzete az AB—11, 13 dőlés irányú szelvényeken látható.

1.2. A B szekvencia: A miocén korú összletek

A miocén elején a területen vulkánizmus zajlott le. Ennek nyomait számos fúrásban feltárták (Tö—2, Tosz—2). A miocén összletből származó reflexiók nagyon változó minőségűek. Egyes helyeken (5a., 6a. ábra) rétegzett, közepesen jó a reflexiós kép, de bizonyos helyeken kaotikus (2a. ábra).

Ez minden bizonnyal a zömében tufából álló összletre jellemző. Ismeretes, hogy a bádeni emeles végén globális regresszió zajlott le, ami a terület nagy részének szárazföldre kerülését és részlegesen erózióját vonta maga után. A kutatási területen a fúrások nagy részében hiányoznak a szarmata képződmények, így a pannoni üledékek közvetlenül a bádeni erodált felszínre települnek ([4], [5]). A miocén korú összletek általában sekélytengeri üledékek: homokkő aleurolit, homokos

márga, mészkő. Az aljzatra diszkordanciával települő miocén képződmények a fúrási adatok szerint vékonyak (legfeljebb 100 m vastag Tosz—2-nél). Több helyen kiemelkedik. A szeizmikus képe kaotikus, rövid szakaszos (2a. ábra), nagy amplitúdójú szakaszos folyamatosság (5a., 6a. ábra).

1.3. A C szekvencia: pannoniai összlet — prodelta

A C egység általában mélyvízi medence környezetet mutat, amelyik valószínűleg egy turbidit szekvenciát jelent. Ezt a sorozatot az alsó pannon transzregressziós üledékképződési ciklusba sorolhatjuk [4]. E szeizmikus szekvencia nagyobb távolságra követhető, egyirányú reflexiókkal különül el a miocén nem folyamatos, kaotikus reflexiós képétől (2a., 3., 5a. ábra). A szekvencia alsó határfelülete több helyen szabdalt (2a. 6a. ábra). Ennek oka egyrészt, hogy a miocén tektonizmus során létrejött elmozdulások a miocén felszínén is tükröződnek, másrészt a pannonban induló extenziós folyamathoz kapcsolódó törések gyakran lehetővé teszik a miocén összletbe. A szekvencián belül a reflexiófolyamatosság jó közepes. Az amplitúdó változó. A C egység vastagsága növekszik az ÉK irányban (2a., 3. ábra). Az AB—5 szeizmikus szelvény északi részén a prodelta eléri az 500 m-t, azaz 600—700 m vastagságot. A felső határfelület általában hosszán és jól követhető erőteljes reflexiókkal jellemezhető. Ez jellemző az egész szekvencia felső határára. A szekvencián belül helyenként felismerhetők a turbidit ciklusra jellemző sajátosságok is. Ezek egyike a mound, azaz dombocskák, amelyek a belsejére a kaotikus vagy bucskás reflexiós kép a jellemző (2a. ábra, több helyen). Boltozatos formája általában mindkét irányú szelvényen megjelenik (AB—5 és AB—10 között).

A terület DNY részére (3., 5a., 6a. ábra) a folytonos, párhuzamos reflexiók, az ÉK részére (2a., 4a. ábra) pedig szakaszos helyeken kaotikus reflexiós képek jellemzőek.

Ez a szekvencia jó környezetet képezhet a szénhidrogének generálásához és csapdázódásához. A turbidit agyagpalák anyakőzetek, a turbidit homokok tárolókőzetek lehetnek. Az összletet sok helyen törésvonalak szelik át, amelyek mentén szénhidrogén migráció történhetett (2a., 5a. és 6a. ábra).

1.4. A D szekvencia: pannoniai összlet — delta-lejtő, deltafront

Ez a szekvencia a mélymedence turbidit szekvenciája fölött van. Egy sigmoid progradációs egységet jelent S alakú reflexiókkal, amelyek „downlap” formában végződnek a szekvencia alsó határán (4a., 5a., 6a. ábra) és párhuzamossá válnak a felső szekvencia határ közelében. A felső határon (AB—11 7000—10 000, AB—13 9000—10 000) toplap reflexió elvégződés látható. Ez az üledékes egység ÉK-irányban a delta lejtőből fokozatosan deltafront és deltasíkság környezetbe megy át. A szeizmikus hullámkép alapján a delta lejtőn belül 4 alszekvenciára bonthatjuk fel a szekvenciát (D_1, D_2, D_3, D -jelöléssel).

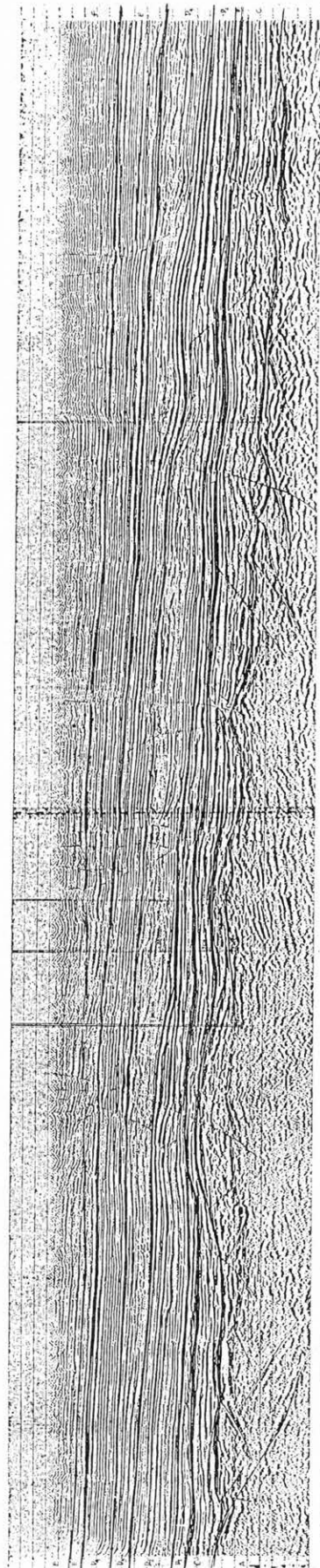
D_1 alszekvencia: az egész kutatási területre nézve csak a déli, délnyugati részén terjedt el. Általában „downlap” elvégződéssel települt az alsó szekvenciára (4a., 5a., 6a. ábra). A jó folyamatosságú, nagy amplitúdójú reflexiós kép csak a terület mély részén található (AB—11, 13 szelvényen). A szekvencia a D—DK részén az emelkedési helyen kivékonyodik, majd kiemelkedik. A terület ÉK részén AB—5 szelvényen szeizmikus kép alapján több mint valószínű, hogy egy másik D_1 alszekvencia jelenik meg. A progradáló delta sorozatban látható, hogy egymás után új szekvencia következik a reflexiós képen: újból sigmoid kép a jellemző (2a., 3., 5a., 6a. ábra). A szekvenciák megfelelnek egy-egy deltalebenynek. Ezek a szekvenciák jelzik a lebenyek vándorlását. A terület süllyedése következtében egy új progradációs szakaszban az új lebeny az előző lebeny tetejére rakodhat le. D_1 szekvencia DK-felé szintén kiemelkedik (4a. ábra), AB—1 szelvényen nem látható.

D_2, D_3 alszekvencia: reflexió szegény, rossz folyamatosságú reflexiós kép jellemző a szekvenciákra. Az AB—11, 13 szelvényen látjuk, hogy az ÉNY részén ezek az alszekvenciák még a deltasíkságban vannak, de a DK irány felé átmennek a deltalejtő, deltafront fázisba. A szeizmikus hullámkép a sigmoid alakból a ferde (oblique) alakba megy át. Az üledékképződés előbbi szakaszában a süllyedés mértéke nagyobb volt a feltöltődésnél, ennek bizonyítéka a sigmoid reflexiós kép. A sorozat végén az üledéklakódás volt nagyobb, mint a medence süllyedése (oblique reflexiós kép). A D_2 -es alszekvenciában a reflexiós kép folyamatossága valamivel jobb, mint a D_3 -é. A D_3 alszekvenciában több helyen eltemetett csatornák láthatók (2a., 3. ábra).

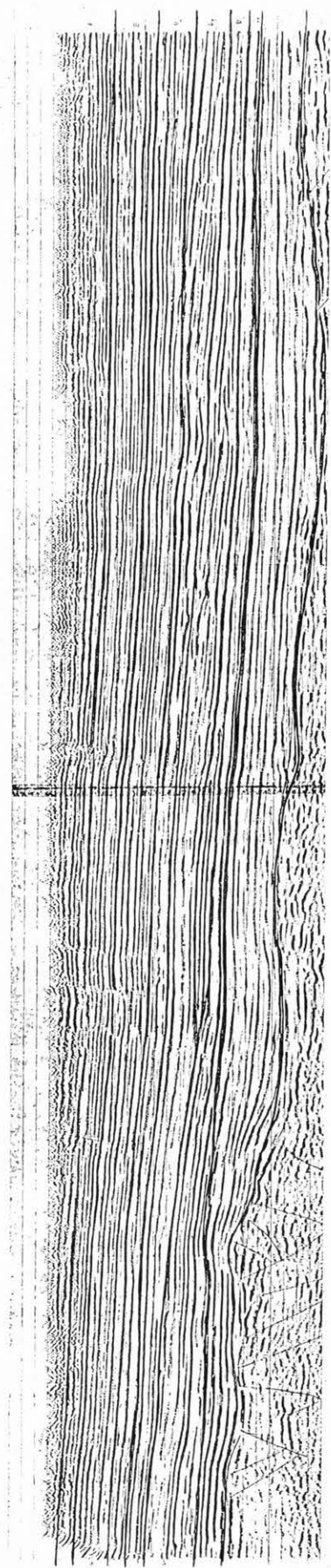
D_4 alszekvencia: Északon és Délen a deltasíkság környezetében rakódott le az üledékes összlet, de a terület ÉK, DK részén az alszekvencia fokozatosan megy át a deltalejtő, deltafront környezetbe (2a., 3., 4a. ábra). Az előbbi eseten a szeizmikus hullámkép jó folyamatos, jó jel-zaj viszonyú, az utóbbi pedig reflexió szegény, néhány helyen kaotikus. Az üledék behordás irányát a deltafrontok előrehaladása és a legnagyobb dőlést mutató szelvény iránya határozza meg. Mivel a deltafrontok a DNY—ÉK irányú szelvényeken (2a., 3. ábra) ÉK-re és az ÉNY—DK szelvényekben pedig DK felé (4a., 5a., 6a. ábra) hajolnak, tehát összegezve a vektorokat a front K—DK-i irányban haladt. Így a területen közelítőleg nyugatról kelet felé történt a delta előrenyomulása. Ez az oka annak, hogy ÉNY—DK irányú szelvényeken a deltafrontok erőteljesebb megjelenésűek, mint a rá merőleges szelvényeken. A delta ciklus üledékeit (4a., 5a., 6a. ábra) is megzavarták a neogén vetők, amelyek szénhidrogén migráció és csapda kialakulását is elősegíthetik. E szekvencia viszonylag nagy vastagságának az oka az intenzív medence süllyedés és nagy a behordott anyagmennyiség.

1.5. Az E szekvencia: pannoniai összlet — deltasíkság

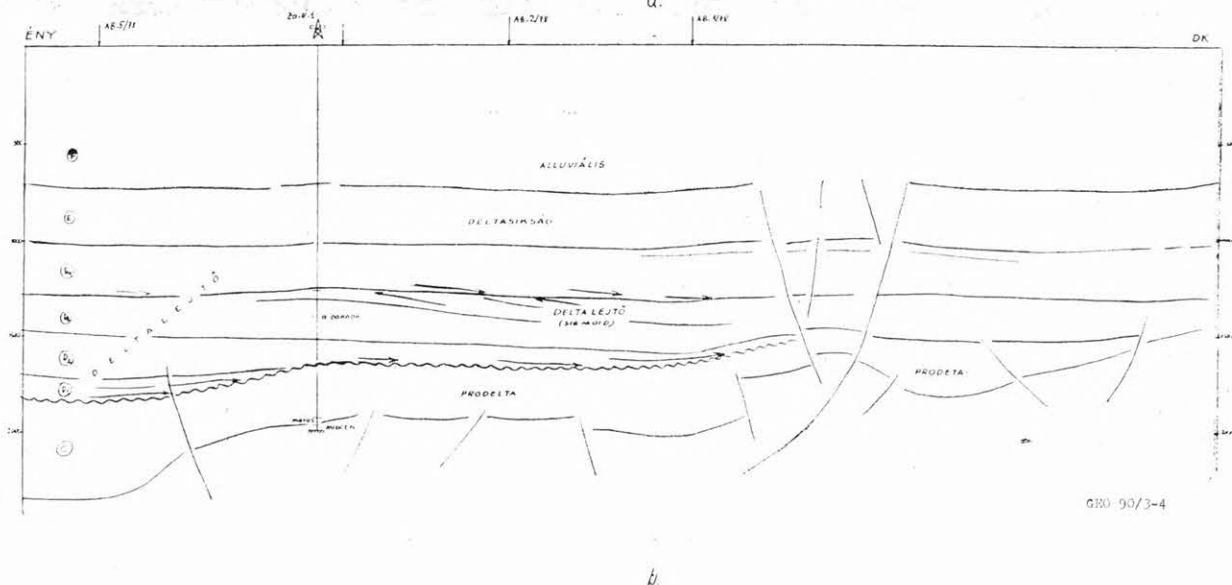
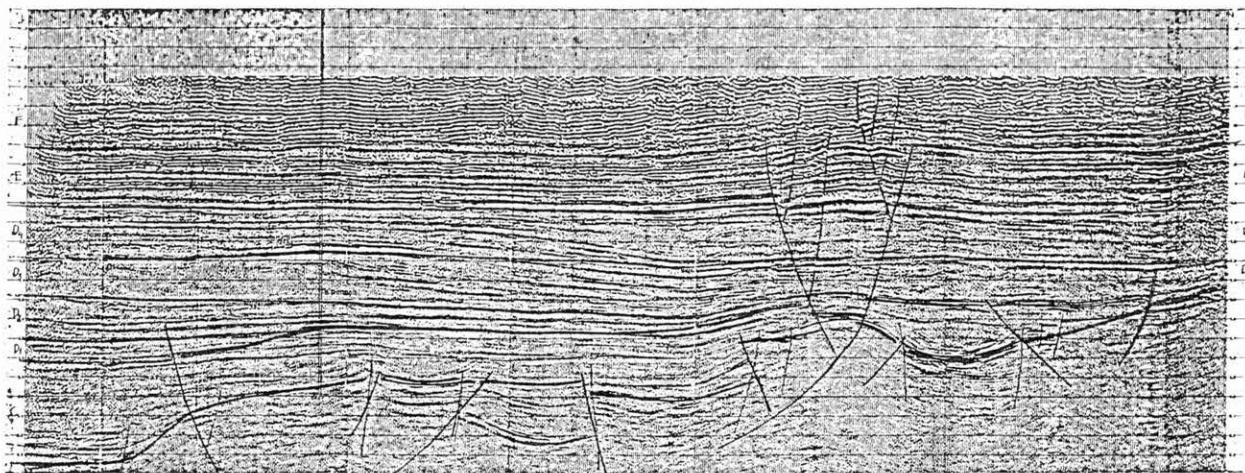
A szekvencia alsó részében a reflexió intenzitása nagy és hosszán követhető. Az egész szekvenciára



2. ábra. a) Az AB—1/78 szeizmikus időszelvény; b) Az AB—1/78 szeizmikus időszelvény szekvenciaanalízise
 Рис. 2. а. Сейсмический временной разрез АВ/1 + 78; б) Анализ сегментов сейсмического временного разреза АВ—1/78
 Fig. 2. a) Seismic time section of AB—1/78; b) Seismic sequences of the AB—1/78 profile



3. ábra. Az AB—5/78 szeizmikus időszelvénye
 Рис. 3. Сейсмический временной разрез АВ—5/78
 Fig. 3. Seismic time section of AB—5/78



4. ábra. a) Az AB—7/78 szeizmikus időszelvény; b) Az AB—7/78 szeizmikus időszelvény szekvenciaanalízise

Рис. 4. а. Сейсмический временной разрез АВ—7/78;

б. Анализ сегментов сейсмического временного разреза АВ/7 + 78

Fig. 4. a) Seismic time section of AB—7/78;

b) Seismic sequences of the AB—7/78

jellemző, hogy a reflexiók jó folytonosságúak, párhuzamosak és nagy amplitúdójúak. Ezek a nagy amplitúdójú beérkezések a szeizmikus sztratigráfia értelmében elsősorban torkolati homokzátonyt jelenthetnek. Az ilyen homokok nagy kiterjedésűek és szabályos elterjedésűek. A szabályos és jó folyamatosságú reflexiók kép alapján mondhatjuk, hogy ebben a szakaszban nyugodt körülmények között rakódott le az üledékösszlet.

1.6. Az F szekvencia: alluviális síkság

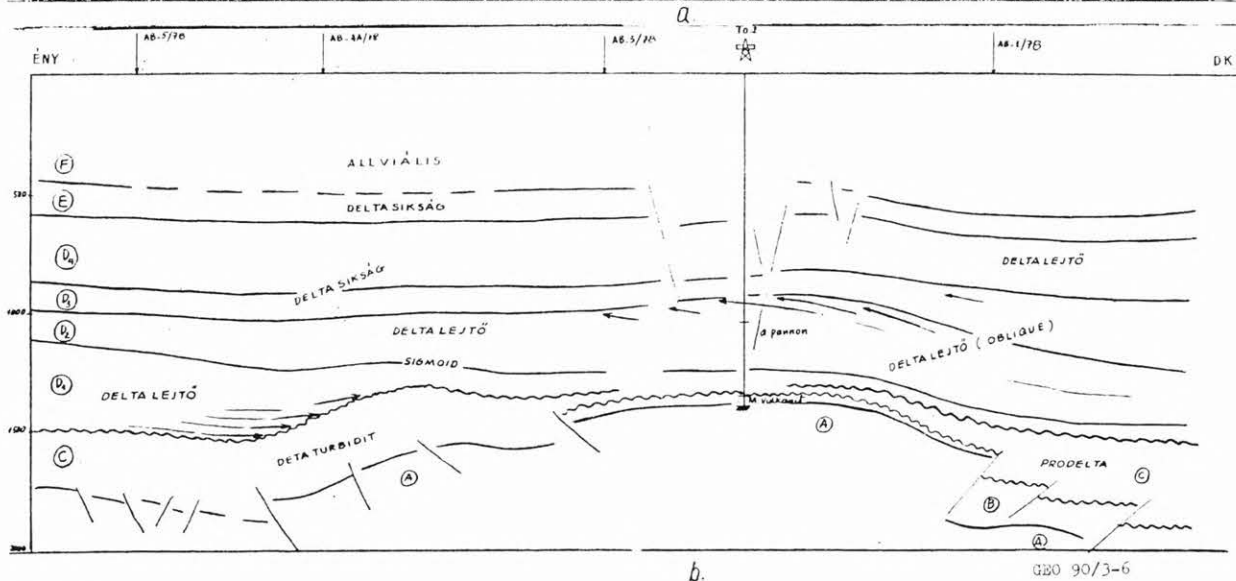
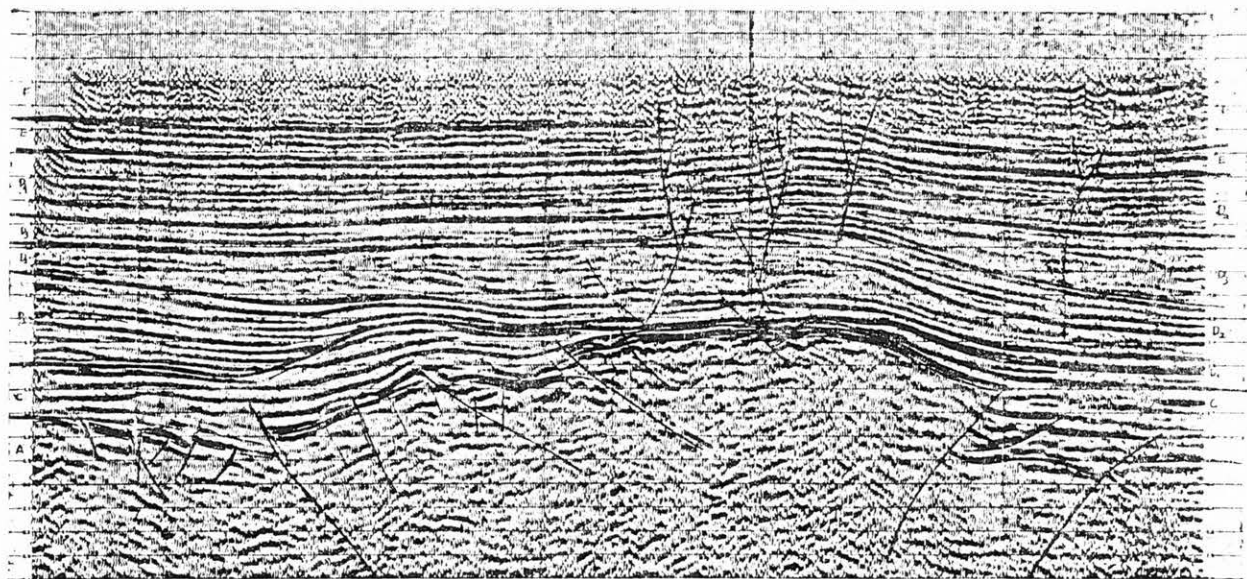
Erre a szekvenciára rossz folytonosságú reflexiók jellemzőek. Ez a szárazföldi üledékképződési viszonyokból következik, ahol nem képződött nagy területen azonos fáciesű üledék. Ez a szekvencia laterálisan beleolvad az alul lévő E egységbe. Ezt az üledék egységet szakaszos, a változó amplitúdójú, nagy frekvenciájú reflexiók jellemzik. Nagy komplex morfológiával rendelkező alluviális síkságot jellemeznek. Az E és F szeizmikus sztratigráfiai egységek közötti határ kijelölése a ref-

lexiók laterális folyamatosságának figyelembevételével történt. Az F szekvenciát gyenge laterális folyamatosság jellemzi az E egységhez képest.

2. A szeizmikus szekvenciák relatív kronosztratigráfiai értelmezése

Az AB—1, AB—7, AB—11 és AB—13 szeizmikus időszelvényekről készítettem részletes sztratigráfiai értelmezést szekvenciaanalízissel (2b., 4b., 5b. 6b. ábra). Ezek közül az AB—11 szelvény szekvenciaanalíziséhez felhasználtam Abony—1 fúrás SP és R (ellenállás) görbéket (5b. ábra). A fúrási görbék a szeizmikus időszelvény léptékében vannak ábrázolva. Az 5b. ábrából látható, hogy a szeizmikus szekvenciák határai megegyeznek a fúrási görbék jellegzetes pontjaival.

A kutatási területen a bemért vonalak közül a dőlés irányú AB—11 szelvényen végeztem el a deltaképződés kronosztratigráfiai vizsgálatát (6b. ábra). A sztratigráfiailag értelmezett szelvényen



6. ábra. a) Az AB—13/78 szeizmikus időszelvény; b) Az AB—13/78 szeizmikus időszelvény szekvenenciaanalízise

Рис. 6. а. Сейсмический временной разрез АВ—13/78;

б. Анализ сегментов сейсмического временного разреза АВ—13/78

Fig. 6. a) Seismic time section of AB—13/78; b) Seismic sequences of the AB—13/78 profile

vényen kijelölt reflexiók végeit levetítjük egy párhuzamos vonalakkól álló hálózatra, úgy, hogy a reflexiók sorszámának megfelelően a vízszintes vonalon is megfeleltetjük egy-egy sorszámunk. Így egy időbeni történés diagramot kapunk [3]. A szerkesztett diagramot vizsgálva megállapíthatjuk, hogy a prodelta-turbiditek diszkordánsan települtek a neogén képződmények aljzatára (1—7 lerakodási egység). Erre a prodelta szekvenciára települnek a deltalejtő sorozatok. A deltalejtő facies DK felé progradált (8—21 lerakodási egység). A deltalejtő kezdő sorozat (D_1 alszekvencia) downlap elvégződése kismértékű üledékképződési hiányt jelez. D_3 alszekvenciánál a képződmények toplappal (réteglefejeződés) végződnek, amely a helyi eróziós diszkordanciát jelez. Ezután az üledékhiány után a deltasíkság képződményei

fedik a területet (22—29 lerakodási egység). 1—29 egységek lerakódása után a területen alluvialis tavi-mocsári-folyóvízi üledékek halmozódtak fel.

Összefoglalás

Az öt jellegzetes szeizmikus időszelvényt értelmezve megállapíthatjuk, hogy a kutatási terület fő szerkezeti iránya ÉK—DNY.

A pannoniai medence aljzatát a tenger mentén két részre oszthatjuk. A terület D és DNY részén a medence aljzatot a felsókréta-kori flis, Jura (liász) korú karbonátos kőzet összletek képezik a két egymás melletti zónában, míg az ÉK-i részén a medence aljzatra elmélyült. Ezen a területen lemélyített fúrások a miocén korú vulkánitokat tárták fel a ZA—É—1 fúrásban 2680 m-nél, a

ZA—1 fúrásban 2560 m-nél, de a neogén medencealjazati képződményeket nem érték el.

A pannoniai medence aljzatára települtek az alsó pannoniai mélyvízi turbiditok, amelyek a prodelta képződményeket képviselik. E sorozat töltötte fel az ÉNY-i mélyzónát (5a., 6a. ábra). A medencealjazat kiemelt területei a turbidites összlet kivékonyodott, majd kiékelődött, de ÉK mély részén a medence feltöltődése folytatódott a nagy vastagságú turbiditokkal.

A prodelta összletre diszkordánsan települtek a delta sorozatok. Az üledékforrás É, ÉNY-on volt. A medencefeltöltődés progradáló delta formájában történt a lebenyek elvándorlási mechanizmusával. A kezdő sorozat (D_1 jelölésű alszekvencia) a kutatási területnek csak DNY-i részét töltötte fel és ÉK-i irányban a medencealjazat kiemelkedése kivékonyodott. A D_2 alszekvencia a szeizmikus képében tipikus deltalejtőt mutat, a sigmoid és az oblique megjelenési formában. Az ÉNY—DK-i irányú szeizmikus időszelvényeken látható, hogy az üledékképződés korai szakaszában a süllyedés mértéke nagyobb volt a feltöltődésnél (erre utal a sigmoid reflexiós kép), majd a sorozat végén az üledék lerakódás volt nagyobb mérvű (oblique reflexiós kép). A D_3 , D_4 alszekvenciák a kutatási területen többnyire még a deltasíkság stádiumában vannak, csak a terület ÉK-i részén mennek át a deltafront-deltalejtő környezetbe. A deltasíkság (E szekvencia) és a alluvialis (F szekvencia) környezeti összletek nagy távolságban követhetők az egész területen.

Az AB—1, AB—5 szeizmikus időszelvényeken megfigyelhető a lebenyelvándorlási jelenség. Az AB—5 szelvényen D_1 alszekvencia „downlap”-pal települt a prodelta határára és 1150-es szelvénytponnál kivékonyodik, de onnan egy másik D_1 alszekvencia települt az alsó szekvenciára és folytatódott a vonal végéig. Az AB—1 szeizmikus időszelvényénél is tapasztalható hasonló jelenség. Ezen szelvény 1200-as szelvénytponjánál D_2 alszekvenciát a D_2 váltja fel.

A D_2 , D_3 alszekvenciákon belül több helyen eltemetett csatornák találhatók az ÉK—DNY irányú szeizmikus időszelvényeken. Ezek közül

egy eltemetett csatorna nyomvonalát végig követve megállapíthatjuk, hogy ez ÉNY-ról DK-re szállította az üledéket (AB—1 2370—2500). A pannoniai összletben főleg a D_2 , D_3 alszekvenciákban több kereszttrégződési (AB—1, 1600, AB—5, 2250) és lencsés (AB—1, 9500—1230, AB—5 1200—1600) szerkezet van.

A kutatási területen és környékén főleg az alsó-pannon prodelta faciesben találtak szénhidrogén nyomokat, illetve kisebb telepeket. Ritkábban a deltafront faciesből is termelnek. Szénhidrogén tárolásra alkalmasképződmények lehetnek a mezozoos és prekambrium összeletekben, a kiemelkedésre települő és a medence széleken kiékelődő miocén korú rétegsorokban, illetve a pannon összletben az alsó pannon turbidit összeletek és a deltalejtő homokos képződményeiben. Így például az alsó-pannon turbidit összeletben az AB—11 6,5—7,5 km, 11—11,5 km, az AB—13 5,5—6,5 km, 9,0—10,0 km-es szakaszok a prodelta kiékelődések és AB—7 11,2—12,0 km-es szakasz prodelta kiemelkedés alkalmas a szénhidrogén tárolására.

IRODALOM

- [1] *Albu I. (1978):* Jelentés az Abony környékén 1977—78-ban végzett szeizmikus reflexiós mérésekről.
- [2] *Ádám O. (1987):* A szeizmikus kutatás I., II. Tankönyvkiadó
- [3] *Berkes Z. (1984):* A szeizmikus makrosztratigráfia elemei, Geofizikai Kutató Vállalat.
- [4] *Detkyné L. K. (1989):* Jelentés a Szolnok környékén 1987—88-ban végzett szeizmikus reflexiós mérésekről.
- [5] *Marton Gy. (1986):* A derecskei mélyzóna szeizmosztratigráfiai vizsgálata, Magyar Geofizika XXVI. évf. 5—6. sz.
- [6] *Mitchum, R. M., Vail, P. R., Sangree, J. B. and Thompson, S. (1976):* Stratigraphic interpretation of seismic reflection patterns in depositional sequences from AAPG—SEG school on „Stratigraphic Interpretation of seismic Data”.
- [7] *Pogácsás Gy. (1984):* A pannon medence neogén mélydepresszióinak szeizmikus sztratigráfiai alapvonásai, Magyar geofizika 20. évf. 4. sz.
- [8] *Rumpler J. (1982):* A szeizmikus interpretáció elvi lehetőségei és hazai szénhidrogén kutatási célú feladatai, Földtani Kutatás 25. évf. 1. sz.
- [9] *R. E. Sheriff, (1980):* Seismic Stratigraphy

A bányageofizikai kutatások újabb tapasztalatai a dorogi szénmedencében

BODOKY TAMÁS⁺, ERDEI MARGIT*, GUTMAN GYÖRGY*, SCHOLTZ PÉTER*, SPANYOL JÓZSEF*

A Dorogi Szénmedence lencsehegyi területének telepei összetett földtani felépítésű erősen tektonizált telepek, amelyekben a szeizmikus telephullám kutatás ismert eljárásai nem alkalmazhatók. A telepekben terjedő SH-típusú csatornahullámok diszperziós jellegének tanulmányozásával azonban megoldható volt a kutatási módszertan olyan módosítása, amely a telephullám reflexiók mérések sikeres és nagy volumenű alkalmazását tette itt lehetővé. A cikk összefoglalja a Lencsehegy Bányászati vállalat földtani viszonyait, megfogalmazza az üzemben a bányabeli geofizika feladatait, ismerteti a csatornahullámok terjedésével kapcsolatos vizsgálatokat valamint a vizsgálatok alapján kialakított telephullám reflexiók módszertant és az eredmények illusztrálására bemutat néhány az üzemben mért szeizmikus szelvényt.

Coal seams on the Lencsehegy area of the Dorog Coal Basin have complicated geological structures combined from several coal benches and dirt bands and are highly tectonized. Thus they differ very much from ideal wave guiding channels and the well known techniques of channel wave seismology can not be applied in them. However the study of the dispersion character of SH type channel waves propagation in those combined seams have shown how the in-seam seismic techniques have to be modified to make channel wave seismology an extensively used and successful in-mine surveying tool here. The paper summarized the geological conditions of the discussed area, formulates the tasks of in-mine geophysical survey in its mines, presents the results of the study on the channel wave propagation and describes the in-seam seismic techniques applied here. To illustrate the practical results a few seismic channel wave profiles recorder in the Lencsehegy-II Colliery of the Dorog Basin are shown.

Залежи площади Ленчехедь Дорогского угольного бассейна геологически сложно-построенные и сильно тектонизированные залежи, в которых не применимы известные методы наблюдений сейсмических пластовых волн. Изучением дисперсионного характера распространяющихся в залежах канальных волн типа SH можно было использовать такую модификацию метода разведки, которая дала возможность успешно применения в больших масштабах разведки методом отраженных пластовых волн. В статье дается обобщение геологических условий шахты Ленчехедь, ставятся геофизические задачи разведки в шахте, описываются исследования, связанные с распространением канальных волн и разработанная на их основании технология метода отраженных пластовых волн, на примерах нескольких сейсмических профилей иллюстрируются результаты проведенных в шахте работ.

Bevezetés

A Dorogi Szénmedencében a bányabeli geofizikai módszerek, ezen belül elsősorban a bányabeli szeizmikus mérések, rendszeres alkalmazása 1982-ben kezdődött a vízveszélyes dorogi XXI-es aknában a vízvédelem szolgálatában. Később, a lencsehegyi terület megnyitása és a dorogi bányászati súlypontjának ide történő áthelyeződése után a bányabeli geofizikai kutatási tevékenység is itt folytatódott.

Tekintettel arra, hogy a XXI-es aknában végzett bányabeli szeizmikus mérésekről már jelent meg beszámoló (Bodoky, Gerstner, 1985), jelen dolgozatunk célja a lencsehegyi területhez kapcsolódó újabb bányabeli geofizikai kutatások ismertetése.

A lencsehegyi terület földtani felépítése

A lencsehegyi terület a dorogi szénmedence ÉK-i részén helyezkedik el. Földtanilag mezozoós aljzathból, eocén-oligocén-miocén medencekitöltésből és negyedidőszakos képződményekből áll (1. ábra). A medencealjzat túlnyomó részét felső triász korú dachsteini mészkő képezi. A dachsteini mészkő a triász üledéksor nagyvastagságú záró-

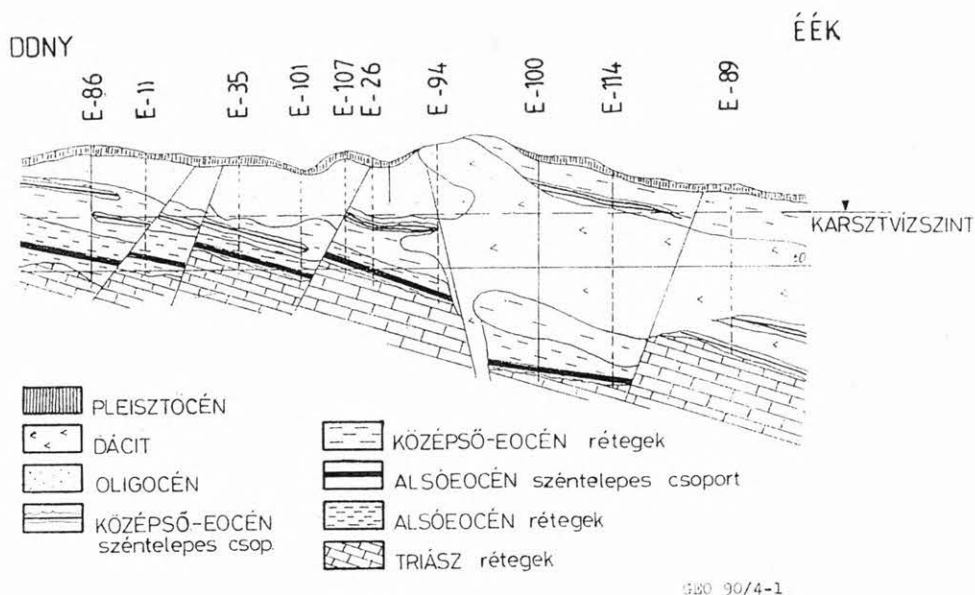
tagja. Eróziós foszlányokban megtalálható még a júra mészkő és tüztkő, valamint az alsó krétába tartozó márga. Az eocén képződményeken belül három fontosabb közettani egységet különböztethetünk meg (2. ábra):

- az alsó eocén széntelepes összletet, amelynek vastagsága elérheti a 30 m-t. Feküje lehet mészkőtörmelék, tarka- és feküagyag, édesvízi mészkő és mészmárga. A telepes összlet kettő-négy padból áll édesvízi mészkőcsíkokkal elválasztva (3. ábra).
- a fedőmárga összletet, amely 40–80 m vastagnak vehető. A jellegzetes elegesvízi kőzetekkel kezdődő rétegsor fokozatosan megy át tengeri képződéssé márgába.
- a középső eocén széntelepes összletet, amely folyamatosan fejlődik ki a fedő márgából homokosodással, az elegesvízi fauna megismétlődő feltűnésével, felső részén széntelepekkel. A telepek száma 1–5, vastagságuk 1–3 m, édesvízi mészkő, agyag és homokkő közbetelepülésekkel tagoltak. A regressziós sorozat végét homok, gyakran kavicsos homok alkotja.

A teljes eocén sorozat vastagsága meghaladja a 200 m-t. Az eocénra települő oligocén kőzetsor homokkőpados márgából, a miocén pedig dacit és andezit vulkanitokból áll (Spanyol, 1985).

⁺ Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest

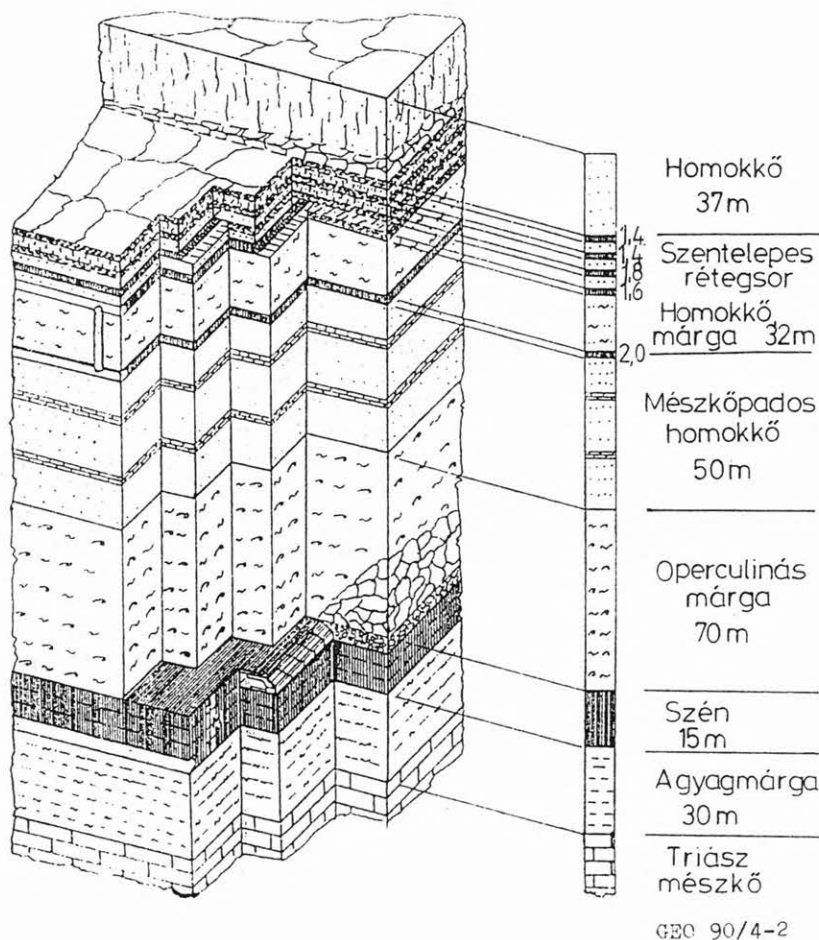
^{*} Dorogi Szénbányák, Dorog



1. ábra. A lencsehegyi terület földtani tektonikai szelvényvázlata

Рис. 1. Схематический геолого-тектонический профиль площади Ленчехедь

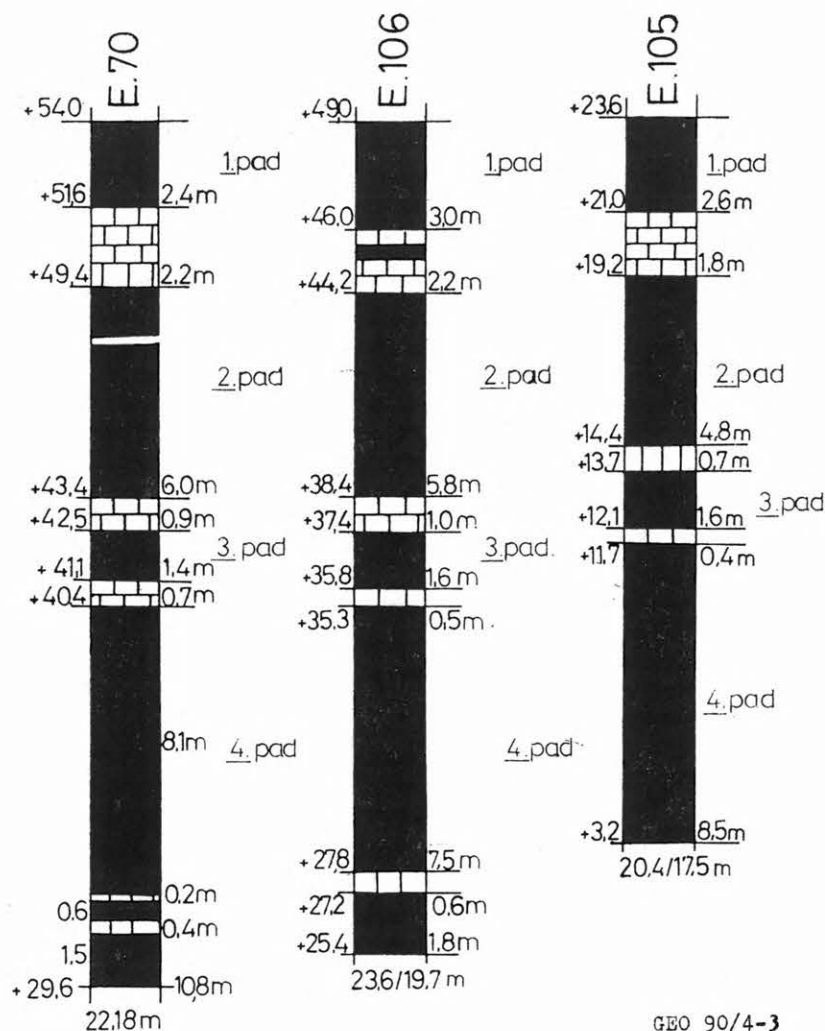
Fig. 1. Geological-tectonical draft of the cross-section of the Lencsehegy area



2. ábra. A dorogi szénmedence lencsehegyi területén az eocén széntelepes összlet földtani tömbszelvénye

Рис. 2. Геологический блок-профиль угленосной толщи эоцена на площади Ленчехедь в Дорогском угольном бассейне

Fig. 2. Scheme of the eocene coal measures of the Lencsehegy area in the Dorog Coal Basin



GEO 90/4-3

3. ábra. A lencsehegyi alsó eocén széntelepességi rétegsora három központi helyzetű fúrásban

Рис. 3. Стратиграфическая колонка угленосной толщи нижнего эоцена в трех скважинах центральной части площади Ленчехедь

Fig. 3. Structure of the lower eocene seam in three prospecting-borings on the central part of the area

A bányabeli geofizikai kutatások feladatai a lencsehegyi területen

A területen a bányabeli geofizikai kutatásoknak fokozott jelentősége van, mivel a megfelelő felbontóképességű felszíni geofizikai kutatásokat szinte lehetetlenné teszi a domborzat rendkívüli tagoltsága és a fedőösszletbe benyomult lakkolit formájában települő miocén vulkanit.

A bányaműveléssel kapcsolatban az alábbi feladatok fogalmazhatók meg a geofizika számára:

- a tektonikai elemek felismerése, a vetők nyomvonalának követése,
- a feküreg (védőréteg) vastagságának meghatározása,
- a triász mészkő üregeinek kimutatása,
- a telepek vastagságának tisztázása.

A felsorolt feladatok közül, tekintettel a bányaterület fokozott karsztvízveszélyeztetettségére, a vízvédelmet szolgáló mérések a legfontosabbak

(vetők helyzetének meghatározása, nyomvonaluk követése, karsztüregek kimutatása stb.). Emellett azonban a vetők ismeretére a fejtési mezők optimális kijelölése, a vágatok irányítása és a fejtési technológia megválasztása szempontjából is szükség van.

A geofizikai kutatások lencsehegyi feladatainak és lehetőségeinek ismeretében a választás mint kutatási módszerre a bányabeli szeizmikus telephullám mérésekre esett. Ezt a választást a feladatok jellegén túl a bányabeli szeizmikus telephullám mérések széleskörű nemzetközi és hazai tapasztalatai is indokolták. (Bodoky, Hermann, Dianiska, Törös, 1986; Bodoky, Cziller, Táborosky, Törös, 1986; Törös, Bodoky, 1988).

A lencsehegyi terület geofizikai problémái

A szénbányákban alkalmazott szeizmikus telephullám mérések tervezésénél és kiértékelésénél nagyon nagy szerepe van a vizsgált telephullám fel-

lépő rugalmas csatornahullámok diszperziós tulajdonságainak. A diszperziós tulajdonságok vizsgálatát három réteges modell esetén, ez a meddő-betelepülés nélküli egyszerű telep felépítésének felel meg, a szakirodalom elég kimerítően tárgyalja (Stonley, 1924; Krey, 1963; Dobróka, Ormos, 1983; Ormos, 1985; Li, 1987; Dobróka, 1987a, 1987b, 1988). A lencsehegyi terület telepeinek szerkezete azonban, mint ahogy azt az előzőekben már bemutattuk, összetett, közkö betelepülésekkel több padra tagolt, sőt esetenként az egyes padokon belül is eltérő minőségű részekre oszlik, így itt nem fogadható el a háromréteges közelítés. Pontosabb számításokra van szükség mind a mérések tervezésénél, mind pedig kiértékelésüknél.

A több pados telepek diszperziós tulajdonságainak vizsgálatára a szakirodalom több megoldást is javasolt az utóbbi években (Räder, Schott, Dresen, Räder, 1985; Buchanan, 1987; Dobróka, 1987a; Ormos, 1987). A lencsehegyi telepekkel kapcsolatos vizsgálatainknál a Räder és társai által kidolgozott iteratív fázis rekurziós algoritmust használtuk. A Räder féle algoritmus lényege, hogy rekurzív módon, rétegről rétegre, számítja a telep egy teljes harántolása során fellépő fázis változást és iteratív úton megkeresi azokat a frekvencia-fázissebesség párokat amelyekre ez 180 fok vagy annak egész-számú többszöröse. Így vagy a frekvenciát, vagy a fázissebességet lépésről lépésre változtatva meghatározhatjuk a diszperziós görbéket.

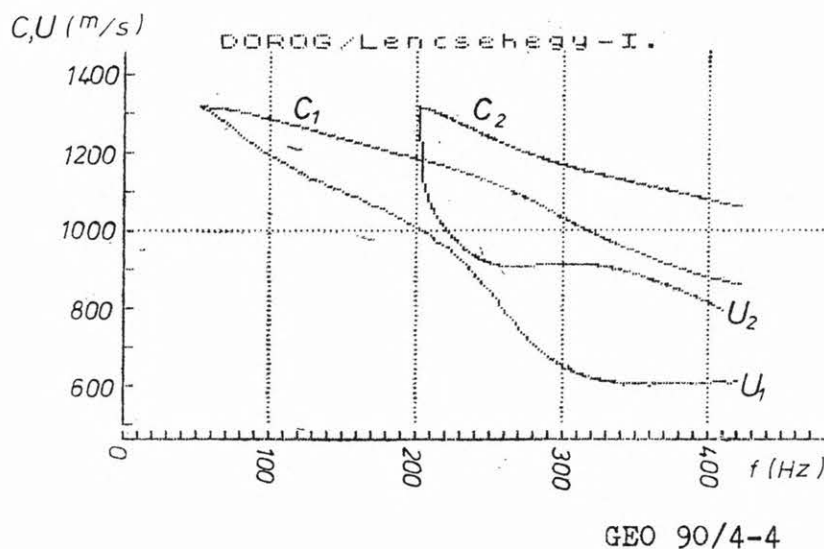
A diszperziós görbe konkrét értékeinek segítségével számítható a telephullámok z — azaz a telepre merőleges — tengely menti amplitúdó eloszlása is (Räder et al., 1985).

A lencsehegyi mérések elvi megalapozását szolgáló vizsgálatainkat két tipikus példával, a lencse-

hegyi középső eocén összlet III. telepére és a lencsehegyi alsó eocén telepes összletre kapott eredményeinkkel szeretnénk illusztrálni. Az első egy tipikus sok pados, a második pedig egy sok pados vastag telepes összlet. 4. ábránk a Lencsehegy—I/III. telep diszperziós görbéit mutatja a telephullám első két (alap és első antiszimmetrikus) módusára. Az ábrákon C -vel a fázissebesség, U -val pedig a csoportsebesség görbéket jelöljük, az index a módus sorszáma utal. A számítást 7 réteges modellel végeztük, de meg kell jegyezzük, hogy még a hét réteg között is szerepelnek úgynevezett összevont rétegek, amelyekben több egészen vékony réteget vontunk össze és vettünk egyetlen réteggé figyelembe paramétereik vastagság szerint súlyozott átlagával. A számításoknál felhasznált modell földtani sémáját az amplitúdó eloszlásokhoz kapcsolódóan mutatjuk be (5. ábra).

A szeizmogrammok várható jellegére elsősorban a csoportsebesség görbék alakjából lehet következtetni, ugyanis ahol a csoportsebesség görbe nagyon meredeken fut, ott az igen erős diszperzió miatt csak elhanyagolhatóan kis amplitúdóval fognak az érintett frekvencia összetevők jelentkezni, ahol viszont a csoportsebesség görbe kevésbé gyorsan változik ott az egymásra rakódó frekvencia összetevőkből kialakulhat egy észlelhető energiával megjelenő telephullámbeérkezés. Ennek alapján tehát a 4. ábra görbéiből a következő jelek várhatóak:

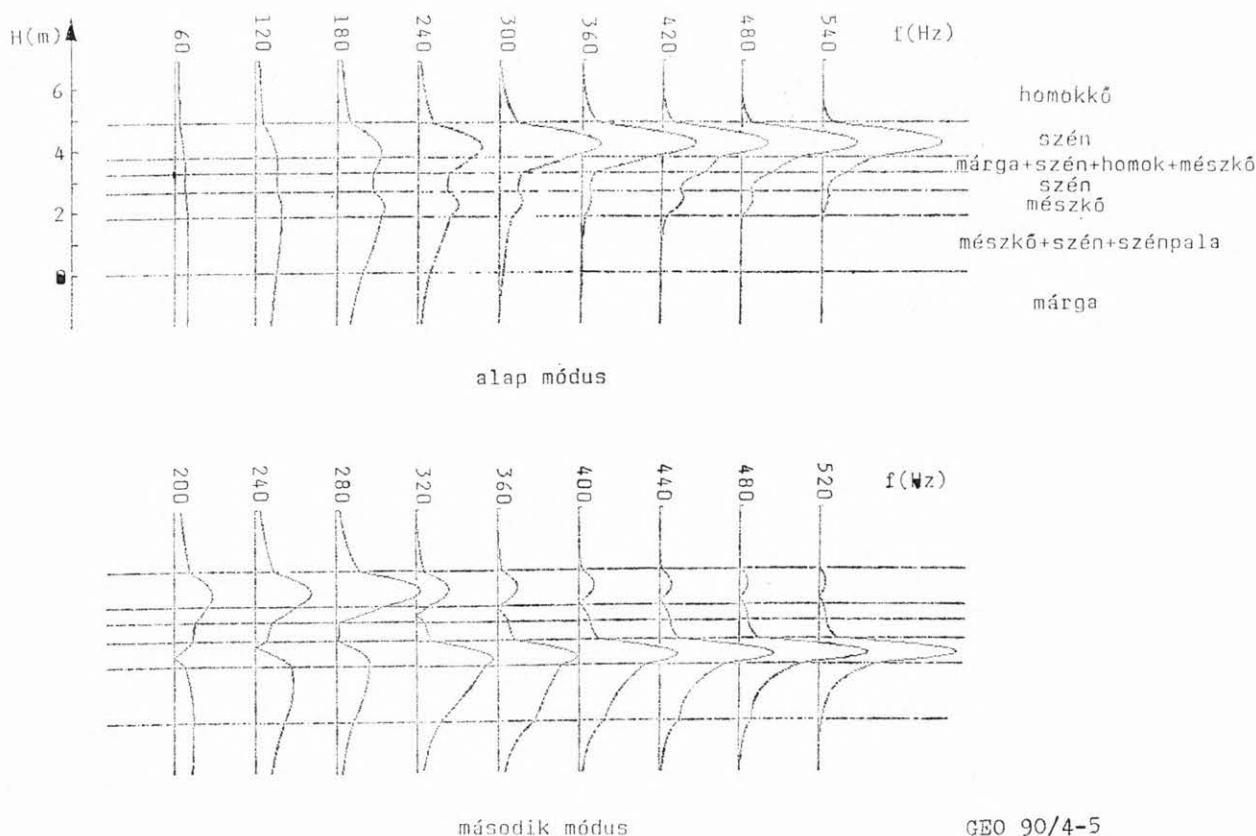
- egy erősen diszperz (és emiatt nem túl erős) alacsonyfrekvenciás első szakasz 80–200 Hz-es frekvenciával és 1000–1200 m/s-os terjedési sebességgel,
- egy elnyúló, esetleg kettőződő második szakasz



4. ábra. Az SH típusú csatornahullám diszperziós görbéi a lencsehegyi középső eocén összlet III. telepében (C : a fázissebesség; U : csoportsebesség; f : frekvencia)

Рис. 4. Дисперсионные кривые канальной волны типа SH в III-ей залежи толщи среднего эоцена в Ленчехедь (C : фазовая скорость; U : групповая скорость; f : частота)

Fig. 4. Dispersion curves of SH type channel waves in the middle eocene seam (C : phase velocity; U : group velocity; f : frequency)



5. ábra. Az SH típusú csatornahullám amplitúdó eloszlása a lencsehegyi középső eocén összlet III. telepében. Az ábra a telep vázlatos földtani felépítését is feltünteti

Рис. 5. Распределение амплитуд каналной волны типа SH в III-ей залежи толщи среднего эоцена в Ленче-хедь. На рисунке представлено и схематическое геологическое строение скважины

Fig. 5. Amplitude distribution of SH type channel waves in the middle eocene seam (the sketch of the seam structure is also shown)

250—400 Hz-es frekvenciával és 600—900 m/s-os terjedési sebességgel.

A második szakasról meg kell jegyezzük, hogy ebben a frekvenciasávban már két módus jelenik meg egyszerre, terjedési sebességük azonban különbözik, ami a jel fokozott elnyúlásához illetve esetleges kettőződéséhez is vezethet.

5. ábránk a 4. ábra diszperziós görbéihez tartozó amplitúdó eloszlásokat mutatja be. Az amplitúdó eloszlás görbék a sok pados telepre meglepetéssel szolgáltak, ugyanis míg a jel alacsony frekvenciás első szakaszán a legegyszerűbb három réteges modellhez képest lényeges eltérés nem tapasztalható, addig a második szakasz nem csak időben, hanem térben is kettőződik. Az alap módus magasabb frekvenciáinak energiája egyre határozottabban a legfelső szénpadba koncentrálódik, míg a második módus energiája az alsó padokban összpontosul. Ez azt jelenti, hogy aszerint, hogy a geofonokat éppen hová sikerült elhelyezni, különböző sebességekkel észleljük a jel második felét anélkül, hogy ennek bármilyen tektonikai oka lenne. A telep középsíkjában ugyanakkor zavar-talan telep esetén sem kapjuk meg a magas frekvenciákat.

6. ábránk a Lencsehegy—II. telepes összletének az E.105-ös kutató fúrás rétegsora alapján számított

diszperziós görbéit mutatja be. A számításokhoz 11 réteges egyszerűsítés nélküli modellt alkalmazunk.

A diszperziós görbék alapján itt még sokkal bonyolultabb jelalak várható:

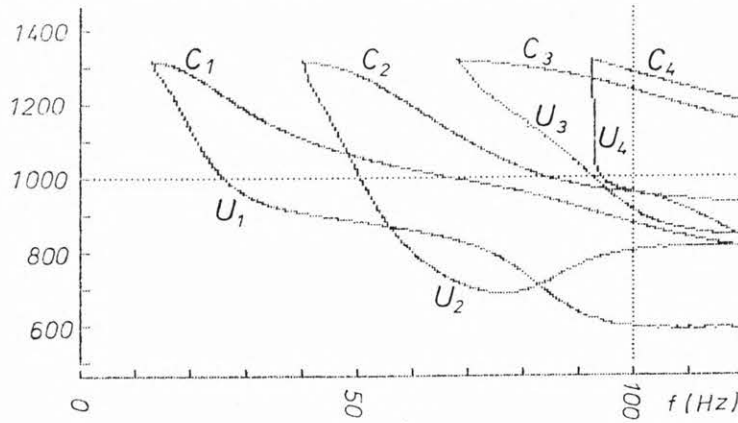
- a jelalakot 850—900 m/s-os terjedési sebességgel az alaplómódus 30—60 Hz-es szakasza vezeti be, amire a következő három módus hasonló sebességgel terjedő 100—120 Hz-es része rakodhat rá,
- ezután várható a második módus 70—80 Hz-es szakasza 700 m/s-al,
- majd az alap módus 90 Hz feletti része 500—600 m/s körüli sebességgel.

A 7. ábrán látható amplitúdó eloszlás sorozat, amely a 6. ábra diszperziós görbéiből számítható, itt is azt mutatja, hogy a magasabb frekvenciák a telep egyes padjaihoz kötődnek és a különböző módusok azonos frekvenciái térben elkülönülnek egymástól.

A fenti megállapítások ezen a területen komoly gondot jelentenek, mert a szeizmikus mérések általában az előkészítő vágatokban folynak, amelyeket rendszerint közvetlenül a fedő alatt vagy a fekü felett hajtanak ki. Az amplitúdó eloszlások alapján pedig a felső előkészítő vágatokban csak az első két módus legalacsonyabb frekvenciáinak remélhetünk észlelhető energiát.

$C, U \text{ (m/s)}$

DOROG/Lencsehegy-II./E.105

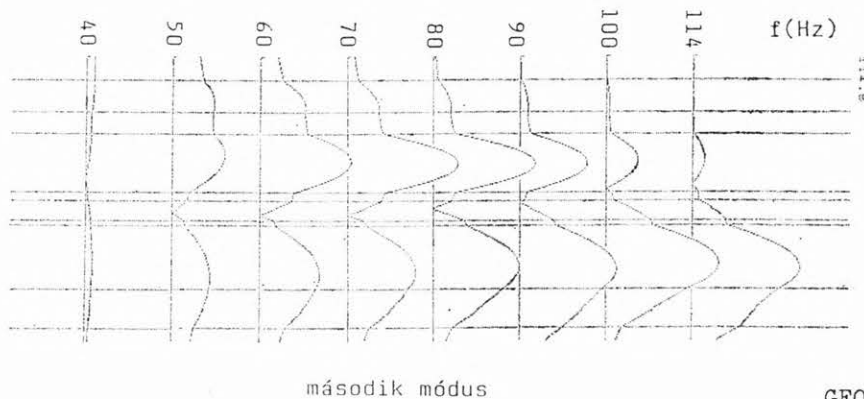
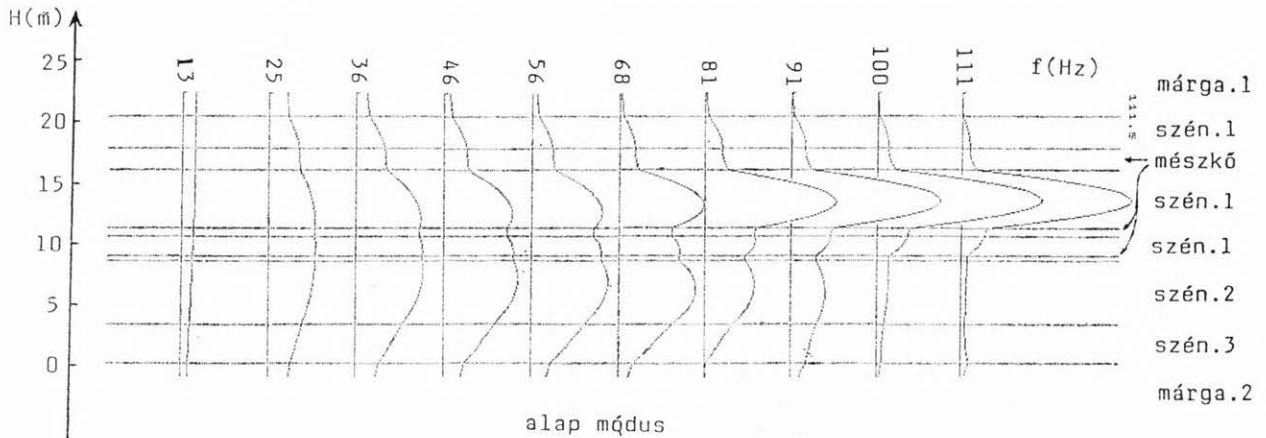


GEO 90/4-6

6. ábra. Az SH típusú csatornahullám diszperziós görbéi a lencsehegyi alsó eocén összlet telepében (C : fázissebesség; U : csoportsebesség; f : frekvencia)

Рис. 6. Дисперсионные кривые канальной волны типа SH в залежи толщи нижнего эоцена в Ленчехедь (C : фазовая скорость; U : групповая скорость; f : частота)

Fig. 6. Dispersion curves of SH type channel waves in the lower eocene seam



GEO 90/4-7

7. ábra. Az SH típusú csatornahullám amplitúdó eloszlása a lencsehegyi alsó eocén összlet telepében. Az ábra a telep vázlatos földtani felépítését is feltünteti

Рис. 7. Распределение амплитуд канальной волны типа SH в залежи нижнего эоцена на площади Ленчехедь. На рисунке представлена схема геологического строения залежи

Fig. 7. Amplitude distribution of SH type channel waves in the lower eocene seam

Az amplitúdó eloszlásokból adódó nehézségeket szintetikus szeizmogramok segítségével szeretnénk illusztrálni. 8a. és 8b. ábránk ugyanazt az átvilágító felvételt mutatja — zavarmentesnek feltételezett telepre számítva — csak az elsőt a fedő alatt 1 m-rel, a másodikat pedig a fekü felett 1 m-rel elhelyezett szondákkal észleltük. Látható, hogy a telep különböző pontjain mért telephullám beérkezésekben jelentős eltérések lehetségesek. (A szintetikus szeizmogramokat a rekompresziós szűrés inverz alkalmazásával állítottuk elő (Baki, Bodoky, Cziller, Scholtz, 1988)). Összehasonlításképpen egy ténylegesen mért telephullám átvilágító felvételt is bemutatunk (8c. ábra), bár ennek mérésénél a telep zavarmentessége nem volt biztosítható.

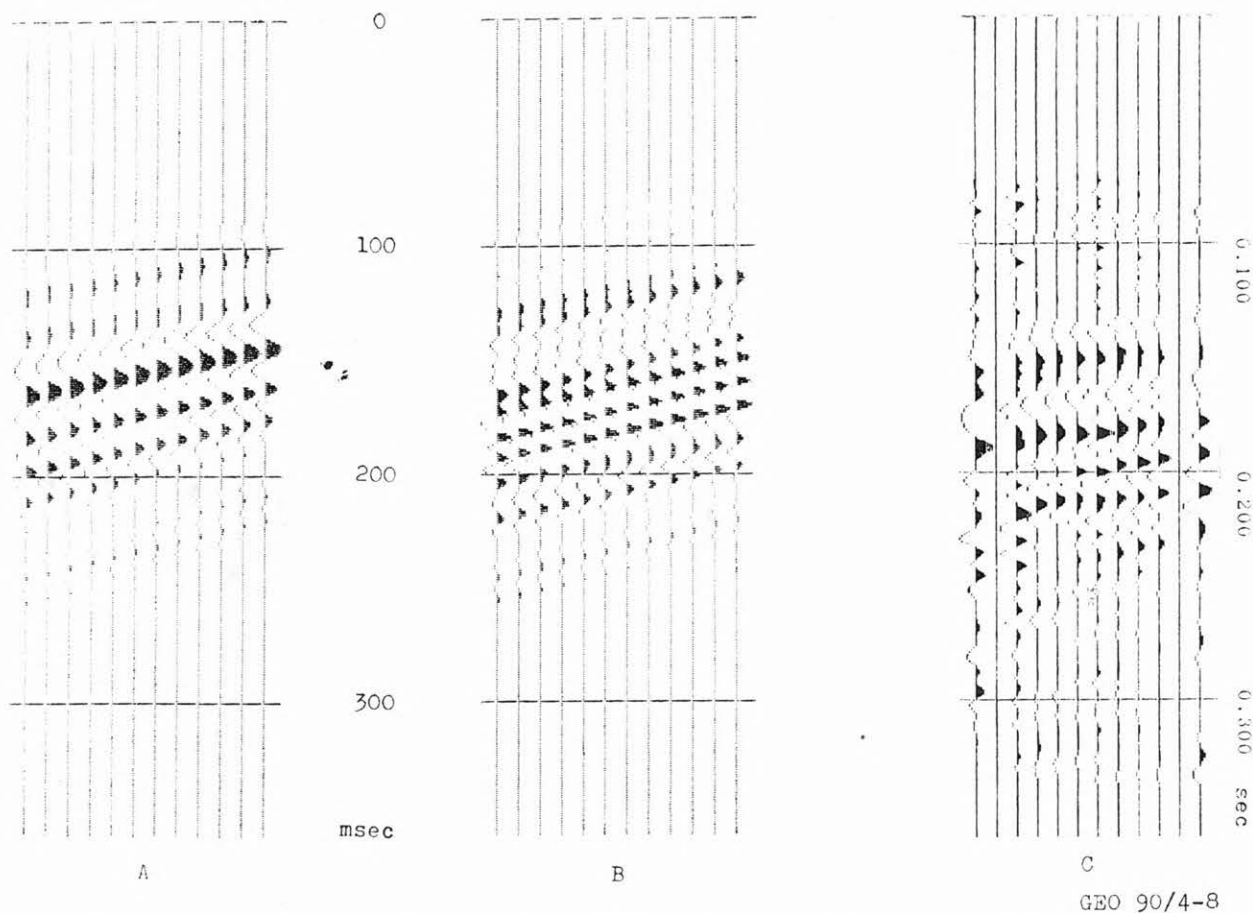
A bányabeli szeizmikus telephullám mérések Lencsehegyen

Az előző pont eredményeit a következőkben foglalhatjuk össze:

— a telephullám beérkezések spektruma és terjedési sebessége nagy mértékben függ a geofonszondák telepen belüli elhelyezkedésétől akkor is, ha a sugárutak teljesen zavartalan vagy teljesen azonos tektonikájú telepben húzódnak.

Gyakorlati tapasztalat viszont, hogy a lencsehegyi telepek erős tektonizáltsága miatt a vágatok a telepeknek nem mindig ugyanazon részén haladnak és így a geofonszondák telepen belüli helyének változatlanul tartása rutin méréseknél általában nem oldható meg.

Tekintettel arra, hogy az átvilágító mérések kiértékelése a telephullám beérkezések spektrumának analizisére épül (Bodoky et al., 1986a), ezért ezen a területen, ahol a beérkezések spektruma nem csak a harántolt tektonikai elemektől függ, ezt a mérési eljárást el kellett vésűk. Átvilágító méréseket csak a kezdeti kísérleti szakaszban a Lencsehegy—I. üzemben végeztünk, később átvilágító felvételeket csak elvétve sebesség meghatározások céljára regisztráltunk.



8. ábra. Telephullám szeizmogramok a Lencsehegy—II. Bányüzem alsó eocén telepére számítva, illetve ott mérve a) szintetikus SH csatornahullám szeizmogram a telep fedője alatt 1 m-rel észlelve; b) szintetikus SH csatornahullám szeizmogram a telep feküje felett 1 m-rel észlelve; c) valódi telephullám beérkezés

Рис. 8. Сейсмограммы пластовой волны записанные или построенные для залежи нижнего эоцена шахты Ленчехедь-II. а. Синтетическая сейсмограмма канальной волны SH, наблюдаемой на расстоянии 1 м под кровлей залежи; б. синтетическая сейсмограмма канальной волны SH, наблюдаемой на расстоянии 1 м над подошвой залежи; в. истинное вступление пластовой волны

Fig. 8. Synthetic and real channel wave records computed for or recorded in the lower eocene seam (a) synthetic seismogram recorded 1 m below the roof; b) synthetic seismogram recorded 1 m above the floor; c) real seismogram

Az alacsonyfrekvenciás szűrés után meglehetősen hosszú hullámhosszú, tehát viszonylag kis felbontóképességű jelekhez jutunk, amelyeknek az energiája is elég csekély. Ez részben előnytelen, mert a kis felbontóképesség következtében csak a viszonylag nagyobb — telepvastagsággal összemérhető — telepszavarak — Lencsehegyen általában vetők — kimutatására vállalkozhatunk, másrészt viszont előnyös, mert a terület igen erősen tektonizált, így ha minden kis vető jelentkezne,

A lencsehegyi mérésekre példaként bemutatjuk a Dorog—87/6 és a Dorog—87/9 vonalakat. A vonalak mérésénél hullámforrásként robbantást (övésenként *I* patront) alkalmaztunk. Rezgésérzékelőként a 30 Hz-es geofonokból épített ELGI—3K—SM—7 háromkomponenses szondák horizontális komponenseit, regisztráló műszerként pedig az ESS—01—24 digitális mérnökszeizmikus berendezést használtuk. A kazettára rögzített felvételeket IBM—AT/PC számítógépen dolgoztuk fel (*Baki, Bodoky, Czifra, Sun, Wang, Zhao, Yuan, 1988*).

A vonalakat hatszoros fedésű, külső lövéses közös referencia pontos rendszerben a lehetőségeknek megfelelően változó offsettel mértük, a szondatávolság 2 m, az időbeli mintavételi távolság 0,5 ms volt. A feldolgozás szerkesztést, normalást, normál korrekciót, összegzést és sávszűréseket foglalt magában.

A 10. ábra a 87/6-os vonal Y (vágatfallal párhuzamos) komponensének 20—50 Hz-es változtatát mutatja be. A szelvényen 180 és 280 ms között egy olyan beérkezés látható, amelyet a 8. és 9. ábrák egyedi szeizmogramjairól ismerünk. A be-

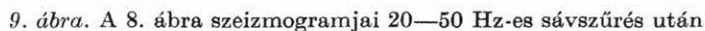


Рис. 9. Сейсмограммы рисунка 8. после фильтрации 20—50 Гц

Fig. 9. The records of Fig. 8. after a 20—50 Hz band pass filtering

érkezés energia maximuma 220 és 240 ms között változik, ezt tekintettük *beérkezési idő*-nek. Különlegessége a területnek, hogy az ezen a frekvencián kb. 820 m/s terjedési sebességű beérkezéseket sokszor követi egy nagyjából 470 m/s-os *echo* — jel kettőződés —, amit az *SH*-hullámok előzőkben tárgyalt diszperziójával nem tudunk magyarázni.

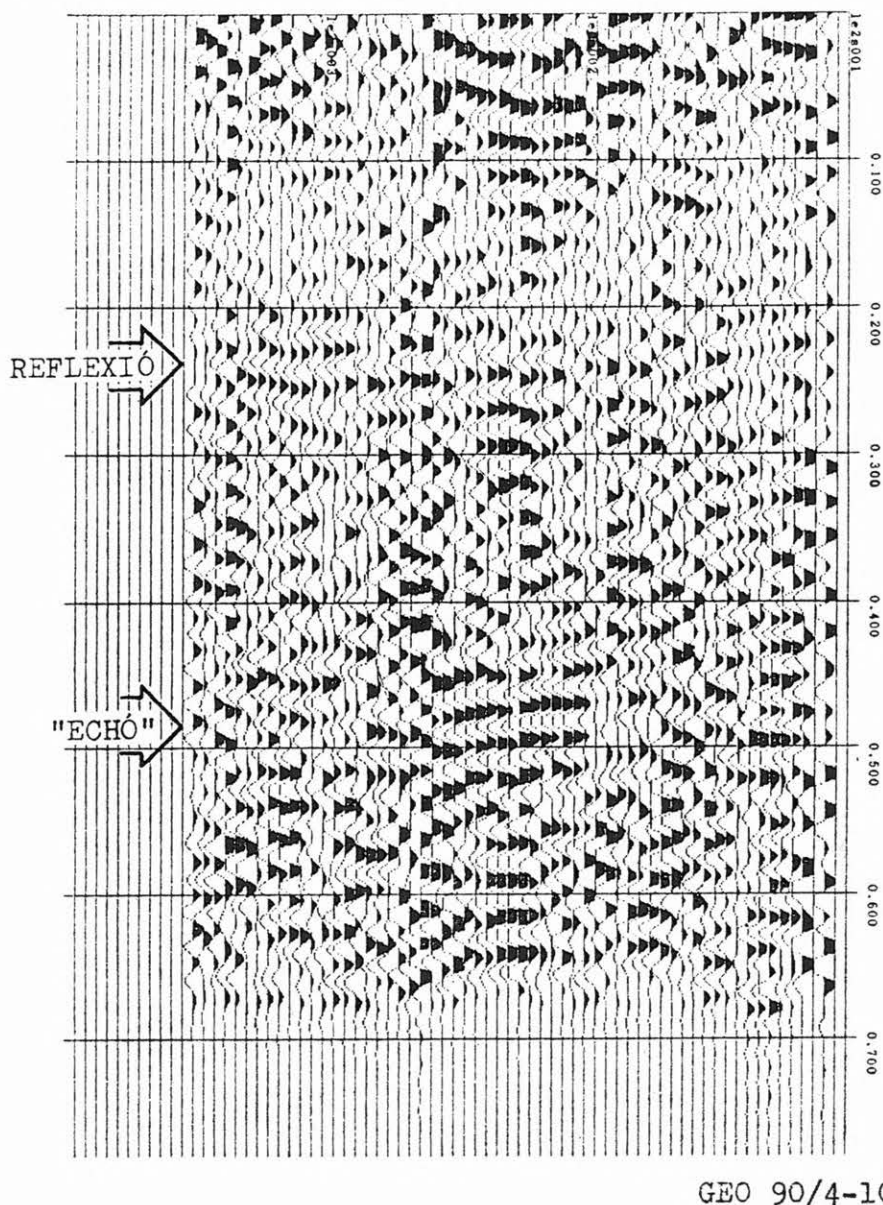
A 87/9-es vonal (11. ábra) mérési és feldolgozási paraméterei azonosak az előző vonaléival a szondatávolság kivételével, ami itt 4 m volt. A szelvényen egy határozott, erősen oldalirányból érkező reflexió látható.

A mérési tevékenység Lencsehegy—II. üzembn együtt haladt a bánya kiépítésével. A korábbi gyakorlat szerint a fejtési területeket közrefogó vágatokból végezték a geofizikai méréseket. A

lencsehegyi üzembn ennél egy lépéssel előbbre haladtunk: a kutató vágatok két oldalán történtek a reflexiós mérések és így a fejtési területek optimális kijelölésénél már felhasználhatták a geofizika eredményeit.

A Lencsehegy—II. üzembn két év alatt 22 szelvény mentén végeztünk telephullám reflexiós méréseket mintegy 2500 m összhosszban. Ez önmagában talán nem tűnik soknak, de tekintve, hogy a mérések egy 0,3 km² nagyságú területre koncentrálódnak, a Lencsehegyi Bányauzem valószínűleg az ország bányabeli geofizikával legjobban megkutatott bányauzeme.

A mérési eredményeknek mintegy 60%-a beigazolódott a későbbi vágathajtások és előfúrások földtani információi alapján, 30%-áról egyenlőre



10. ábra. A Dorog—87/6 bányabeli szeizmikus vonal (Lencsehegy—II) 20—50 Hz-es sávszűrővel szűrt összegszelvénye

Рис. 10. Суммарный разрез полученного в шахте сейсмического профиля Дорог-87/6 (Ленчехедь-ИИ) после фильтрации полосовым фильтром 20—50 Гц

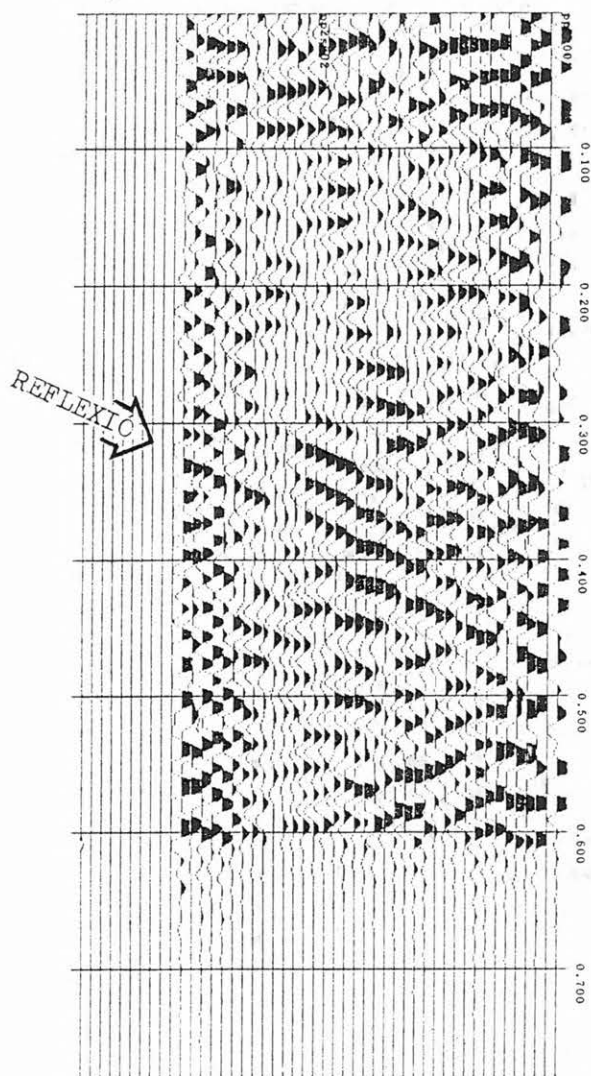
Fig. 10. Stacked time section Dorog—87/6 (band pass filtered with 20—50 Hz)

nincs adatunk. Két esetben fordult elő, hogy a további kutatás nem igazolta a geofizikai előrejelzést. Ez, tekintve a kutatási terület bonyolult földtani viszonyait és az ebből adódó értelmezési nehézségeket, igen jó aránynak tekinthető.

Következtetések

A dorogi szénmedencében végzett bányabeli geofizikai kutatások legújabb eredményeit a következőkben foglalhatjuk össze:

- a bonyolult földtani felépítésű és tektonikájú eocén széntelepek bányabeli kutatása során a telephullámokat alkalmazó bányabeli szeizmika eredményes és gazdaságos módszernek bizonyult és ennek következtében a Lencsehegy—II. Bányáüzem bányászatában a tervezésnek és a bányaeépítésnek szerves részévé vált,



GEO 90/4-11

11. ábra. A Dorog—87/9 bányabeli szeizmikus vonal (Lencsehegy—II) 20—50 Hz-es sávszűrővel szűrt összegszelvénye

Рис. 11. Суммарный разрез полученного в шахте сейсмического профиля Dorog—87/9 (Ленчехедь-II) после фильтрации полосовым фильтром 20—50 Гц

Fig. 11. Stacked time section Dorog—87/9 (bandpass filtered with 20—50 Hz)

— a gondosan elvégzett előzetes elméleti vizsgálatok a bonyolult földtani felépítésű, sok pados, vastag telepekben végzett bányabeli szeizmikus telephullám mérések sikerének fontos feltételét jelentik, enélkül az értelmezés igen könnyen téves megállapításokra juthat.

IRODALOM

- Baki Gy., Bodoky T., Cziller E., Scholtz P., 1988: Possibilities and Limitations of Recompressive Filtering in the Processing of Seam-Wave Seismic Surveys, *Geofizikai Közlemények*, 33, 221—236.
- Baki Gy., Bodoky T., Czifra F., Sun X., Wang Y., Zhao Y., Yuan, G., 1988: Magyar bányageofizika Kínában, *Magyar Geofizika* 29, 168—189.
- Bodoky T., Gerstner B., 1985: Geofizikai módszerek alkalmazása a vízveszélyes dorogi XXI-es akna bányászatában, *Bányászati és Kohászati Lapok, Bányászat* 118, 606—610.
- Bodoky T., Hermann L., Dianiska L., Törös E., 1986/a: A szeizmikus csatornahullámok alkalmazása a szénbányászatban, I. rész: Telephullám átvilágító mérések, *Magyar Geofizika* 27, 157—182.
- Bodoky T., Cziller E., Táborosky Gy., Törös E., 1986/b: A szeizmikus csatornahullámok alkalmazása a szénbányászatban, II. rész: Telephullám reflexiós mérése, *Magyar Geofizika* 27, 197—215.
- Buchanan, D.-J., 1987: Dispersion Calculations for SH and P—SV Waves in Multilayered Coal Seams, *Geophysical Prospecting* 35, 62—70.
- Dobróka, M., Ormos, T., 1983: Absorption-dispersion relations for Love channel waves, *Geofizikai Közlemények* 29, 117—127.
- Dobróka M., 1987/a: Love-típusú telephullámok disszipatív rétegekből álló több réteges hullámvezetőben, a „Komplex szeizmikus-geoelektromos bányageofizikai módszerek fejlesztése” c. kutatási jelentésben, Budapest, KFH adattár.
- Dobróka M., 1987/b: Love-típusú telephullámok elmozdulás függvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai I. rész: horizontálisan homogén földtani szerkezet, *Magyar Geofizika*, 28, 20—33.
- Dobróka M., 1987/c: Love-típusú telephullámok elmozdulás függvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai II. rész: horizontálisan inhomogén földtani szerkezet, *Magyar Geofizika* 28, 121—139.
- Dobróka M., 1988: Love-típusú telephullámok elmozdulás függvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai III. rész: változó telepvastagságú földtani szerkezet, *Magyar Geofizika* 29, 1—12.
- Krey, T., 1963: Channel Waves as a Tool of Applied Geophysics in Coal Mining, *Geophysics* 28, 701—714.
- Li, T., 1987: Telephullámok és diszperziós jellemzőik (kínaiul), *Szénbányászati Minisztérium Szénbányászati Akadémiájának kiadványa*, Xian.
- Ormos T., 1985: Csatornahullámok kialakulása a borsodi szénmedencében, Egyetemi doktori értekezés, NME, Miskolc.
- Ormos T., 1987: Love-típusú telephullámok nem disszipatív rétegekből álló többregeges hullámvezetőben, a „Komplex szeizmikus-geoelektromos bányageofizikai módszerek fejlesztése” c. kutatási jelentésben, Budapest, KFH adattár.
- Räder, D., Schott, W., Dresen, L., Rüter, H., 1985: Calculation of Dispersion Curves and Amplitude-Depth Distributions of Love Channel Waves in horizontally layered Media, *Geophysical Prospecting* 33, 800—816.
- Spányol J., 1985.: A geofizikai kutatások eddigi eredményei a Dorogi Szénbányánál, Diplomamunka, NME, Miskolc.
- Stonley, R., 1924: The Elastic Waves at the Surface of Separation of two Solids, *Proc. Roy. Soc. (London)* A 106, 416—428.
- Törös E., Bodoky T., 1988: Telephullám szeizmikus mérések a Nódrági Szénbányák bányáüzemeiben, *Bányászati és Kohászati Lapok Bányászat* 121, 773—778.

Függvénykapcsolatok megbízhatóságának növelése a leggyakoribb érték szerinti súlyok vizsgálata alapján

SZÜCS PÉTER*

A dolgozat a leggyakoribb érték elve során automatikusan képződő súlyparaméterek egy felhasználási lehetőségét mutatja be mélyfúrási geofizikai adatrendszer példáján keresztül.

This paper presents a possible choice of the weights by an example of a given log data system. These weights are calculated automatically by a fitting procedure according to the most frequent values.

Работа показывает возможность употребления весов по принципу системы данных ГИС. Эти веса считаются автоматически методом уравнивания наиболее частых значений.

Bevezetés

A mélyfúrási geofizikában a szelvényértelmezésben felhasznált adatsorozatok (mag- és szelvényadatok) közötti kapcsolatok vizsgálatára eddig általában hagyományos matematikai statisztikai módszereket alkalmaztak. Ezek alapvető hátránya, hogy nem robusztusak és nem rezisztensek. Azaz, csak abban az esetben működnek megfelelően és hatékonyan, ha adataink tökéletes Gauss-eloszlásúak. A gyakorlat azonban bebizonyította, hogy adataink a legkritikább esetben követik a tökéletes Gauss-eloszlást, s általában számítani kell durva hibájú, kieső adatokra is. A karotázs értelmezésben ezért mind nagyobb szerepet kell, hogy kapjon a robusztus statisztikai módszerek használata, melyek közül a dr. Steiner Ferenc által kifejlesztett leggyakoribb érték szerinti algoritmus használatát javasoljuk [1].

A szelvényértelmezésben felhasznált adatsorozatok közötti kapcsolatok vizsgálata többváltozós regressziós analízis alapján lehetséges [2]. A dolgozatban a hagyományos, legkisebb négyzetes és a leggyakoribb érték szerinti kiegyenlítési eljárások összevetése mellett, gyakorlati adatrendszeren keresztül láthatjuk a leggyakoribb érték algoritmusának olyan előnyeit, mely végül is pontossági kritériumok alapján a vizsgált változók közötti kapcsolatok megbízhatóságának növelését eredményezheti.

A hagyományos (legkisebb négyzetek elve szerinti) és a leggyakoribb értékek elve szerinti többváltozós kiegyenlítési eljárások elvi alapjai

Jelöljük $T(\bar{p}, \bar{x})$ -nal azt az ismert analitikus alakú függvényt, amelyben szereplő \bar{p} paramétervektort, azaz p_1, p_2, \dots, p_J paraméterek konkrét értékeit akarjuk valamilyen elvből következő kiegyenlítési eljárással meghatározni az (y_i, \bar{x}_i) adat-

rendszer alapján. Az adatrendszerünk n különböző pontban áll rendelkezésre. Eltérésnek nevezzük a mért y_i és a (valamilyen \bar{p} -sal) számított $T(\bar{p}, \bar{x}_i)$ különbségét.

Legyen ezek után a többváltozós kiegyenlítő függvényünk analitikus alakja a következő:

$$T(\bar{p}, \bar{x}_i) = p_1 \cdot T_1(\bar{x}_i) + p_2 \cdot T_2(\bar{x}_i) + \dots + p_J \cdot T_J(\bar{x}_i), \quad (1)$$

ahol T_1, T_2, \dots, T_J ismert analitikus alakú függvények.

Legkisebb négyzetek elve szerinti többváltozós kiegyenlítés

Ennél a módszernél az alábbi minimalizációs feltételnek kell eleget tenni:

$$\sum_{i=1}^n [y_i - T(\bar{p}, \bar{x}_i)]^2 = \min. \quad (2)$$

Ez a feltétel p_J szerinti parciális differenciálás után visszavezethető lineáris algebrai egyenletrendszer megoldására. Jól látható, hogy ennél az eljárásnál minden adatvektor egyforma súllyal szerepel. Ez a módszer tehát nem rezisztens s ráadásul nem is robusztus.

Leggyakoribb érték szerinti többváltozós kiegyenlítés

Induljunk ki a következő feltételből:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + (y_i - T(\bar{p}_{k-1}, \bar{x}_i))^2} \cdot [y_i - T(\bar{p}_k, \bar{x}_i)]^2 = \min \quad (3)$$

Ez a kifejezés mindössze a leggyakoribb érték szerinti súllyal különbözik a legkisebb négyzetek szerinti kiegyenlítés (2) feltételétől. Az ε skála-paraméter az adatvektorok leggyakoribb érték körüli tömörülésének mértékét fejezi ki. A \bar{p} és ε számítása egy kettős iterációs algoritmus alkalmazásával lehetséges. A leggyakoribb érték szerint

* NME Geofizikai Tanszék, Miskolc

kiegyenlítés egy-egy iterációs lépése csak lineáris algebrai egyenletrendszer megoldását igényli szintén, melyet a (3) p_J szerinti differenciálásával kapunk:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + [y_i - T(\bar{p}_{k-1}, \bar{x}_i)]^2} \times \\ & \times T_1(\bar{x}_i)[p_{k1}T_1(\bar{x}_i) + \dots + p_{kJ}T_J(\bar{x}_i) - y_i] = 0 \\ & \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + [y_i - T(\bar{p}_{k-1}, \bar{x}_i)]^2} \times \\ & \times T_2(\bar{x}_i)[p_{k1}T_1(\bar{x}_i) + \dots + p_{kJ}T_J(\bar{x}_i) - y_i] = 0 \\ & \vdots \\ & \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + [y_i - T(\bar{p}_{k-1}, \bar{x}_i)]^2} \times \\ & \times T_J(\bar{x}_i)[p_{k1}T_1(\bar{x}_i) + \dots + p_{kJ}T_J(\bar{x}_i) - y_i] = 0 \quad (4) \end{aligned}$$

A súlyfüggvény skálaparaméterét szintén iterációs formulával nyerjük:

$$\varepsilon_r^2 = \frac{3 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_{r-1}^4 [y_i - T(\bar{p}, \bar{x}_i)]^2}{\{\varepsilon_{r-1}^2 + [y_i - T(\bar{p}, \bar{x}_i)]^2\}^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_{r-1}^4}{\{\varepsilon_{r-1}^2 + [y_i - T(\bar{p}, \bar{x}_i)]^2\}^2}} \quad (5)$$

ahol \bar{p} az utolsó iterációs eredményeként ismert paramétervektor.

A leggyakoribb érték szerinti kiegyenlítés algoritmusának alapvető paraméterei az egyes adatvektorokhoz tartozó súlyok, melyek értékei a leggyakoribb érték szerinti többváltozós felület és az illető adat közötti eltérés nagyságától és az ε -tól függenek:

$$q_i = \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2 + [y_i - T(\bar{p}, \bar{x}_i)]^2} \quad (6)$$

Nyilvánvaló, hogy a kieső pontok, melyek az adatok zömétől távol esnek, kis súlyt fognak kapni, míg a tömörödés helyénél lévők 1-hez közelít. Jól látható (3)-ból, hogy az adatvektorok a súlyok értékének megfelelően vesznek részt a kiegyenlítésben. (Természetesen a hagyományos eljárásoknál minden adat 1-es *súllyal* szerepel.) A kieső adatvektorokat (kis súlyúak) alapvetően két fő tényező okozza:

- a mérések során adódó durva hibák;
- az adatok zömétől eltérő *viselkedés*, mely visszavezethető jelen vizsgálatunkban közetfizikai, ősföldrajzi stb. okokra.

Egyszerű, kétváltozós esetekben, amikor a pontok egy síkon ábrázolhatók, a kieső pontok

vizuálisan-manuálisan elhagyhatók, de többváltozós esetben erre már nincs lehetőségünk. A kiegyenlítés után az egyes adatvektorok súlyainak értékét ismerve megállapítható, hogy a kiegyenlítés mely vektorokat veszi kevésbé figyelembe, és esetenként mi okozza azokat.

A súlyok vizsgálatával tehát lehetőség van arra, hogy az adatok közötti, a regressziós analízis által számolt függvénykapcsolatok megbízhatóságát növeljük: például a kis súlyú adatvektorok elhagyásával, vagy az adatvektorok megfelelő csoportosításával (ha az adatrendszer pl. különböző geológiai környezetből származik).

Mivel a mélyfúrás geofizikában a különböző adatsorozatok között igen gyakran lineáris, vagy kvadratikus kapcsolatokat tételeznek fel, ezért konkrét példánkban ilyen jellegű kapcsolatok megbízhatóság-növelésének lehetőségeit mutatjuk be a leggyakoribb érték szerinti súlyok alapján [3]. A számítógépi program (C-64; IBM-AT) funkciója, hogy a lineáris vagy kvadratikus függvénykapcsolat együtthatóit meghatározza a legkisebb négyzetek módszerével és a leggyakoribb érték szerinti kiegyenlítéssel, valamint számolja a különböző hibajellemzőket és a q_i súlyokat.

Konkrét számítások és vizsgálatok

A következőkben vizsgáljuk meg egy konkrét gyakorlati adatrendszer felhasználásával, hogy a kiegyenlítés során meghatározott függvénykapcsolatok megbízhatóságát hogyan lehetne javítani és esetleg új, elsősorban közetfizikai és földtani szempontok alapján másfajta adatválogatást végezni.

Az adatrendszer

Rendelkezésünkre áll egy olyan adathalmaz [4], amely 140 db egyenként 12 különböző adatot tartalmazó adatvektorból áll. Ezek első hat eleme adott fúrásokban felvett karotázs szelvények értékeit, míg a másik hat eleme ugyanazon fúrásokból származó magok laboratóriumi magvizsgálatokból meghatározott közetfizikai- és tároló-paramétereket tartalmazza. Az adatvektorok az algyői szénhidrogénmező 3 különböző telepét reprezentálják: az Algyő-1 telepből 44 db, az Algyő-2-ből 49 db és a Szeged-1-ből 47 db adatvektor származik.

Vizsgáljuk meg, hogy például a tároló-paraméterek közül a porozitás (FI) milyen kapcsolatban van az adatrendszer szelvényeivel, illetve az azokból leszármaztatott és az ipari gyakorlatban használt mennyiségekkel (indikátorokkal), melyek a következők:

- SP-ből számított anyag-indikátor: JSP
- természetes gamma szelvényből számított anyag-indikátor: JTG
- laterológ szelvényből (R_L) és a rétegvíz fajlagos ellenállásából (R_w) számított arányszám: $R = \lg \frac{R_L}{R_w}$

— mikroellenállás adatok-

ból számított arányszám:

$$MR = \frac{R'' - R'}{R'' + R'}$$

— neutron-gamma szelvény-

ból számított indikátor:

$$NG = \exp(I_{n-j})$$

Lineáris függvénykapcsolat feltételezése esetén a

$$FI = A_1 JSP + A_2 JTG + A_3 R + A_4 MR + A_5 NG + A_6 \quad (7)$$

összefüggést kapjuk, ahol $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$ a meghatározandó együtthatók.

Kvadratikus esetben a kapcsolat a következő formában írható fel:

$$\begin{aligned} FI = & B_1 JSP + B_2 JTG + B_3 R + B_4 MR + B_5 NG + \\ & + B_6 JSP^2 + B_7 JTG^2 + B_8 R^2 + B_9 MR^2 + B_{10} NG^2 + \\ & + B_{11} JSP JTG + B_{12} JSP R + B_{13} JSP MR + \\ & + B_{14} JSP NG + B_{15} JTG R + B_{16} JTG MR + \\ & + B_{17} JTG NG + B_{18} R MR + B_{19} R NG + \\ & + B_{20} MR NG + B_{21}. \end{aligned} \quad (8)$$

Látható, hogy a négyzetes és keresztszorozatos tagok miatt jelentősen megnő a meghatározandó együtthatók száma: 6-ról 21-re. Emiatt a későbbiek során csak teljes adatrendszer esetén végeztünk kvadratikus kiegyenlítéseket, ugyanis az adatszám jelentősebb csökkenése az együtthatók megbízhatóságának a romlását eredményezi.

A súlyok vizsgálata

Bevezetőül szükségesnek látjuk megemlíteni, hogy példánkkal elsősorban a leggyakoribb érték szerinti kiegyenlítés során képződő súlyok alkalmazási lehetőségének bemutatását tekintettük fő szempontnak, nem pedig a porozitás és a rendelkezésünkre álló szelvények közötti kapcsolat

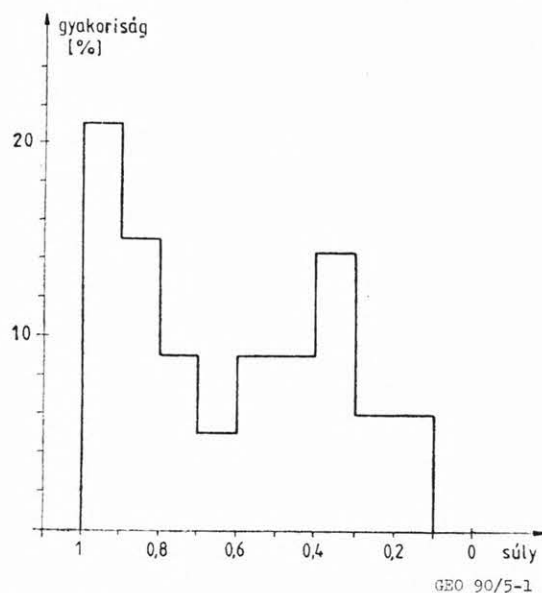
vizsgálatát. (A meghatározott függvénykapcsolatok együtthatóit ezért nem közöltük.)

Számításainkat először a teljes adatrendszer (140 adatvektor) felhasználásával kezdtük. A számítások után vizsgáltuk a statisztikus jellemzőket, valamint a súlyok hisztogramjait.

Lineáris esetre a súlyok hisztogramja az 1. ábrán található, amely a különböző súlyértékekkel rendelkező adatvektorok százalékos eloszlását mutatja. Kvadratikus esetre teljesen hasonló hisztogramot kaptunk. Vizsgálataink szempontjából a kiegyenlítés megbízhatóságáról szemléletes képet kapunk a súlyok hisztogramja alapján, ezért, valamint a könnyebb kezelhetőség miatt a későbbiekben is ezekre támaszkodunk.

Az 1. ábra súly-hisztogramján észrevehető, hogy a kis súlyoknál egy jelentős számú adatsorot találhatók, amely a hisztogramon lokális maximummal jelentkeznek. Lehetséges-e megállapítani a kis súlyú adatok viszonylag nagy gyakoriságának az okát? Ez az adatsorot valószínűleg rendelkezik valamilyen közös tulajdonsággal, ami lerontja a kiegyenlítés során nyert függvénykapcsolat szorosságát. Az okok feltárására a következőkben tárgyalandó vizsgálatokat végeztük el.

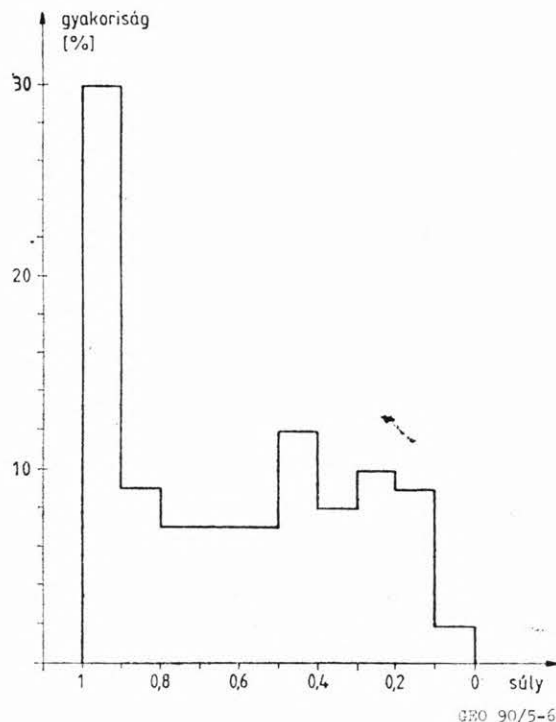
a) Végezzünk úgy kiegyenlítést, hogy elhagyjuk az eredeti adatrendszerből a kis súlyú adatok egy részét. Először a 0,2 majd a 0,3 és a 0,4-nél kisebb súlyú adatok nélkül végeztünk számításokat. Lineáris esetre a 0,4-nél kisebb súlyú adatok elhagyásával történt számítások eredményeit a 2. ábrán találhatjuk. Bár a számított



1. ábra. Súlyok hisztogramja (teljes adatrendszer)

Рис. 1. Гистограмма весов (комплектная система данных)

Fig. 1. The histogram of the weights (full data system)



2. ábra. Súlyok hisztogramja ($q_i < 0,4$ elhagyása után)

Рис. 2. Гистограмма весов (после пропуска весов $q_i < 0,4$)

Fig. 2. The histogram of the weights (Leaving of the weights $q_i < 0,4$)

hibajellemzők javultak, a súlyok hisztogram-jain továbbra is lokális maximum jelentkezett.

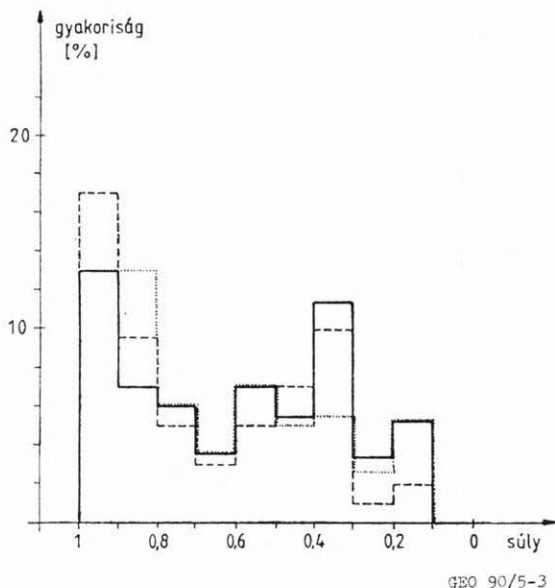
- b) Lehet, hogy valamelyik szelvényérték nincs kapcsolatban a porozitással? Ennek megállapítására az 5 változós kiegyenlítést 4 változóssá változtattuk. Először a *JSP*-t, majd a *JTG*-t, *R*-t, *MR*-t és végül az *NG*-t hagytuk el a számításból.

Azt tapasztaltuk, hogy a porozitás értékének kialakításában a *JTG*-nek (*TG* szelvényből származtatott agyagindikátor) van a legnagyobb szerepe, hiszen annak elhagyásakor romlott le legjobban a közelítés. Viszont bármelyik szelvényérték elhagyásakor a kis súlyú adatok lokális maximuma továbbra is jelentkezett.

- c) További számításokat végeztünk a pórus-tartalom és a permeabilitás figyelembevételével. A legtöbb adatvektor olajtároló pontokból származott. Az adatok kisebb részét képezték a víz- és gáztartalmú zónákból származó pontok. Az első számítás eredményeként kapott, az 1. ábrán látható súlyok hisztogramját úgy módosítottuk, hogy a vizes és a gázos adatokat kieső pontokként kezeltük. A lokális maximumok így is jelentkeztek.

Hasonló vizsgálatot végeztünk a permeabilitás figyelembevételével. Itt a $K \leq 50$ mD értékkel jellemezhető adatokat hagytuk el. Ez sem hozta meg a várt eredményt.

- d) Mivel adataink 3 különböző telepből valók, ezért lehetőségünk van arra, hogy telepek szerint válogathassunk.



3. ábra. Súlyok hisztogramja

(— az 1. ábra Algyő-1 adatai nélkül;
- - - az 1. ábra Algyő-2 adatai nélkül;
..... az 1. ábra Szeged-1 adatai nélkül)

Рис. 3. Гистограмма весов

(— Рис. 1. без данных скважины Алдьё-1;
- - - Рис. 1. без данных скважины Алдьё-2;
..... Рис. 1. без данных скважины Сегед-1)

Fig. 3. The histogram of the weights

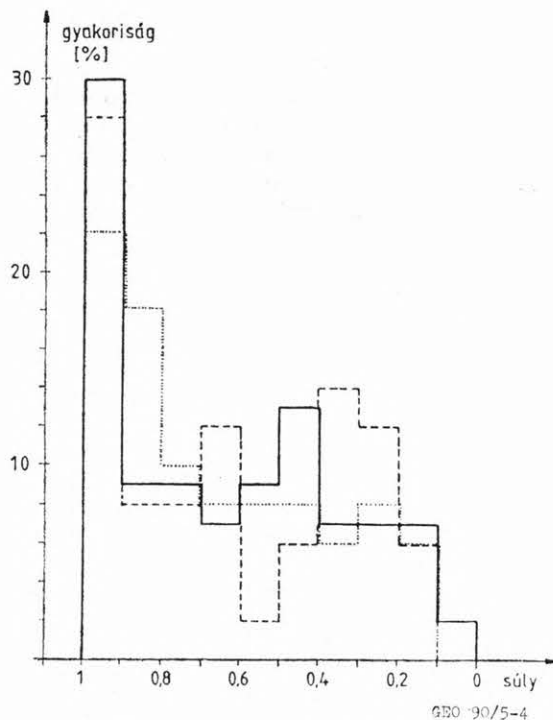
— the Fig. 1. without the data of Algyő-1;
- - - the Fig. 1. without the data of Algyő-2;
..... the Fig. 1. without the data of Szeged-1)

Az 1. ábrán lévő súlyok hisztogramját úgy alakítottuk, hogy az összes adat helyett mindig csak két telep adataiból szerkesztettük a hisztogramokat. A súlyok hisztogramjait lineáris esetben az Algyő-1, majd Algyő-2, s végül Szeged-1 telep adatai nélkül a 3. ábrán láthatjuk. Egyértelműen megállapítható, hogy a harmadik esetben, vagyis a Szeged-1 telep adatainak elhagyásával eltűnt a lokális maximum.

Annak eldöntésére, hogy valóban a Szeged-1 telep adatai okozzák-e a kisértékű súlyok lokális maximumát, további vizsgálatok szükségesek.

- e) Végezzük el a számításokat mind a három telepre külön-külön. Az adatszámok így jelentősen lecsökkentek, ezért csak lineáris kiegyenlítést alkalmaztunk. A statisztikus jellemzőket az 1. táblázatba írtuk be. Azt tapasztaltuk, hogy az egyes telepekre vonatkozó kiegyenlítés során a statisztikus jellemzők elég nagymértvű javulást mutattak az eredeti kiegyenlítéshez képest. A súlyok hisztogramjai az Algyő-1, Algyő-2 és Szeged-1 telepekre vonatkozóan a 4. ábrán láthatók. Ezek alapján leghomogénebb felépítésűnek a Szeged-1 telep tűnik.

- f) A külön-külön végzett számítások után vizsgálódjunk úgy, hogy két telepet összevonunk.



4. ábra. Súlyok hisztogramja

(— Algyő-1;
- - - Algyő-2;
..... Szeged-1)

Рис. 4. Гистограмма весов (— Алдьё-1;
- - - Алдьё-2;
..... Сегед-1)

Fig. 4. The histogram of the weights

(— Algyő-1;
- - - Algyő-2;
..... Szeged-1)

Végezzünk további kiegyenlítéseket két-két telep adataira vonatkozóan. Nagyon érdekes, hogy Algyő—2+Szeged—1 esetre rosszabbak lettek a statisztikus hibajellemzők (1. táblázat), mint az eredeti adatrendszerre. A legjobb eredményt Algyő—1+Algyő—2 esetén kaptuk.

1. táblázat

Table 1.

Таблица 1.

Telepek szerinti kiegyenlítések statisztikus jellemzői
lineáris esetben

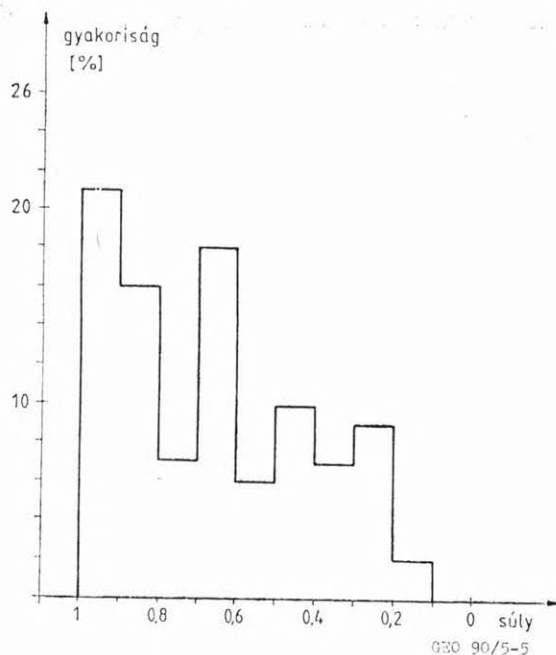
	Inter- kvartilis fél- terjedelem	Szórás	ε	Ki- egyen- lítés	Vek- tor- szám
Eredeti	0,01544 0,01377	0,02214 —	— 0,02086	h M	140
Algyő—I.	0,00825 0,00859	0,01601 —	— 0,01189	h M	44
Algyő—II.	0,01169 0,01194	0,02122 —	— 0,01523	h M	49
Szeged—I.	0,01724 0,01458	0,02127 —	— 0,01878	h M	47
A—II. + +Sz—I.	0,01755 0,01745	0,02373 —	— 0,02437	h M	96
A—I. + +Sz—I.	0,012921 0,01247	0,01988)—	— 0,01519	h M	91
A—I. + +A—II.	0,01307 0,01340	0,01988 —	— 0,01941	h M	93

A súlyok hisztogramjai is ezt igazolták. A legrosszabb eredményt Algyő—2+Szeged—1 telep adatai mutatták (5. ábra). A valamivel jobb kapcsolatot adó Algyő—1+Szeged—1 telep adataiból nyert súlyok hisztogramjai a 6. ábrán, míg a legjobb eredményt adó Algyő—1+Algyő—2 súlyainak hisztogramja a 7. ábrán látható. (A jobb összehasonlítás kedvéért a 7. ábrán szaggatott vonallal feltüntettük a teljes adatrendszer hisztogramját.)

Az eredmények birtokában megállapítható, hogy elsősorban a Szeged—1 telephez tartozó adatok okozzák a kis súlyok lokális maximumát.

A tárolókőzet szempontjából az egyes telepek a következőképpen jellemezhetők [5]. Algyő—1 telep tárolókőzete agyagmárga betelepülésekkel tagolt homokkő. Apró-középszerű homokkő, finom-aprószemű homokkő és alueritos finomszerű homokkőtípusok különböztethetők meg. Algyő—2 telepnél a tárolókőzet ugyanolyan mint Algyő—1-nél, de a több agyagmárga betelepülés miatt lényegesen tagoltabb (szendvics típus), tehát az innen származó adatok változatosabbak. Ezzel magyarázható, hogy az egyes telepekre végzett kiegyenlítés során a legrosszabb eredményt az Algyő—2 telep esetén kaptuk (lásd a 4. ábrát).

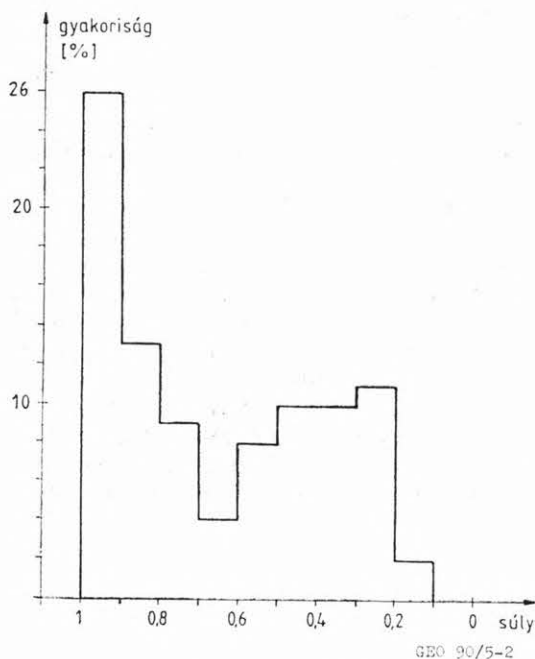
Szeged—1 telep esetében a tárolókőzet elsősorban homokkő, melyet csak ritkán tagol agyagmárga.



5. ábra. Súlyok hisztogramja
(Algyő—2 és Szeged—1)

Рис. 5. Гистограмма весов (Алдьё-2 и Сегед-1)

Fig. 5. The histogram of the weights
(Algyő—2 and Szeged—1)

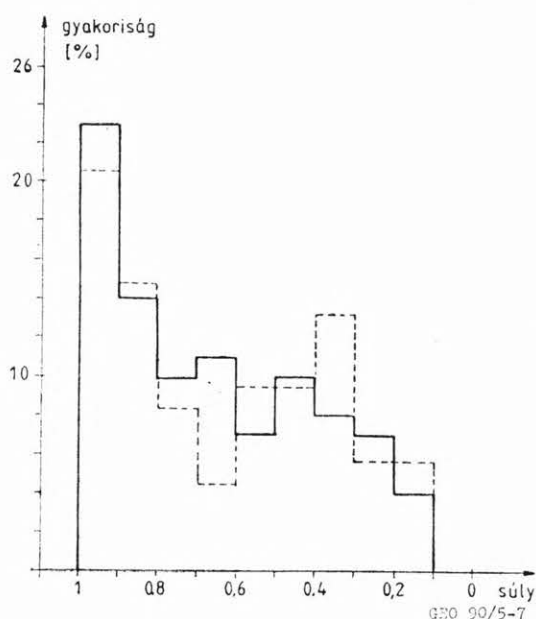


6. ábra. Súlyok hisztogramja
(Algyő—1 és Szeged—1)

Рис. 6. Гистограмма весов (Алдьё-1 и Сегед-1)

Fig. 6. The histogram of the weights
(Algyő—1 and Szeged—1)

A homokkő durvább szemcsés az előző két telep-hez képest. A telep felépítése így sokkal homogé-nebb az Algyő—2-nél és Algyő—1-nél is (lásd a 4. ábrát). Porozitás értékekben az egyes telepek nem nagyon különböznek (átlagosan kb. 26—27%).



7. ábra. Súlyok hisztogramja
(Algyő—1 és Algyő—2)

Рис. 7. Гистограмма весов (Алдьё-1 и Алдьё-2)

Fig. 7. The histogram of the weights
(Algyő—1 and Algyő—2)

Összefoglalás

A bemutatott példa is alátámasztja, hogy a leggyakoribb érték szerinti algoritmus olyan lehetőségeket teremt az alkalmazó számára, amelyet a hagyományos kiegyenlítési eljárások nem tudnak produkálni. Nevezetesen: az automatikusan képződő súlyok alapján kiszűrhetők azok az adatok (adatvektorok), amelyek a pontok tömörödési helyének „viselkedésétől” eltérnek és ezáltal a kiegyenlítés eredményeinek megbízhatóságát csökkentik. A leggyakoribb érték szerinti súlyok vizsgálata különösképpen többváltozós esetben (amikor adatainkábrázolása és így a kieső pontok vizuális érzékelésére nincs mód) adhat olyan esetleg számunkra addig ismeretlen, a geofizikai értelmezéshez szükséges lényeges információkat, amelyek alapján pl. más válogatási szisztéma, más

változók kiegyenlítésbe való bevonása, másfajta függvénykapcsolat felállítása stb. válik szükségessé.

Az előzőekben végzett számításokkal kapcsolatban a következő lényeges megállapításokat tehetjük:

a) a kiegyenlítési eljárás szempontjából

- a két kiegyenlítési eljárást összevetve a leggyakoribb értékek elve szerint nyert eredmények minden esetben megbízhatóbbaknak adódtak: a porozitás az adatok nagyobb százalékánál határozható meg ± 1 porozitászázaléknál kisebb hibával;
- a vizsgált paraméterek között a kvadrátikus kapcsolat megfelelőbb, mint a lineáris (bár hátránya, hogy alkalmazásához — ez egyúttal nagy száma miatt — megfelelő mennyiségű adat szükséges);

b) az értelmezés szempontjából

- a meghatározandó tárolóparaméter pontosságát jelentősen befolyásolja a megfelelő szelvények kiválasztása: jelen esetünkben például a porozitás meghatározásában legnagyobb szerepe a JTG -nek (TG szelvényből származtatott agyagindikátor) van. Elhagyása a kapcsolat szorosságát nagymértékben csökkenti;
- a leggyakoribbértékek szerinti súlyok adatvektoronkénti vizsgálata a meghatározott kapcsolatokat megbízhatóságának javítását teszi lehetővé és új szempontok figyelembevételének szükségességére hívhatja fel a figyelmet;
- a különböző genetikájú (vagy földtani felépítésű) telepek együttes kezelése a kiegyenlítés hatékonyságát csökkenti, ezért elfogadható megbízhatóságú összefüggések felállítása — valószínűleg a karotázs gyakorlatban általánosan — csak telepenként végzett regressziós analízissel lehetséges.

IRODALOM

- [1] Steiner F.: Geofizikai adatfeldolgozás. Robusztus becslések. Jegyzet. Tankönyvkiadó, Budapest, 1985.
- [2] Ferenczy L.: Valószínűségelméleti alapokon nyugvó kvantitatív karotázs interpretációs rendszer hatékonyságának és megbízhatóságának növelése. Jelentés. NME. Miskolc, 1986.
- [3] Szűcs P.: A leggyakoribb érték elve szerinti többváltozós regressziós analízis alkalmazása a mélyfúrás geofizikai szelvényértelmezésben. Diplomaterv. NME. Miskolc, 1988.
- [4] Algyői magvizsgálati adatok. KV, Szolnok, 1978.
- [5] Magyarország szénhidrogén-telepei, Algyő. OKGT kiadvány, 1970.

Közügylési beszámoló*



Egyesületünk 1989. évi közgyűlését március 15-én tartotta a Marx Károly Közgazdaságtudományi Egyetemen. Dr. Csókás János társelnök üdvözölte a megjelenteket.

Megnyitójából néhány fontosabb gondolat:

Hazánkban éppen úgy, mint a föld legtöbb országában, új és megújuló társadalmi igények lépnek fel. Ezen igényekből a geofizikára hárulók elől az Egyesületünk és tagjai sem térhetnek ki. Kiderült, hogy a szén mint energiahordozók főleg a kéntartalmuk miatt tönkretesznek az élővilágot, ha elégetik. Kiderült, hogy az atomenergia túlságosan veszélyes és nemcsak a hadi hanem az erőművekben való felhasználása is. Vízienergia kevés van, a beruházás pedig országokat és kormányokat megrengető gazdasági és politikai problémákkal jár. Ezt éppen most országunkban is észlelhetjük. A nap, a szél, az árapály, a geotermikus energiaforrások ma még nem számottevők. Leginkább még a geotermikus energia felhasználásának nagyobb elterjedésében reménykedhetünk, ehhez azonban intenzív litoszféra kutatás szükséges, amihez viszont az ásványok petrofizikai és kémiai sajátosságait kell jobban megismerni. Ismeretes, hogy a korszerűsítettnek mondott mezőgazdaság és a műanyag-, gyógyszer- és vegyipar az élelmet adó talajok, és az öntöző és talajvíz jelentős részét már mérgezővé tette. Ebből következik, hogy a talaj és a benne tárolt és szivárgó víz kémiai összetételét állandóan vizsgálni és ellenőrizni kell. Ezt már 80–100 méterig el kellene végezni, azonban ezt mintavizsgálatokkal nem lehet megoldani, mert sem pénzzel, sem kutatólétszámmal és műszerparkkal ezt nem lehet győzni. Tehát maradt a felszíni és a mélyfúrás geofizika. Azonban ehhez a hazai és a városi vízművek létszámát tovább kell fejleszteni. A megújuló agrogeológ-

gia sem lehet optimálisan eredményes agrogeofizika nélkül. Felerősödő társadalmi igények támadtak az ún. harmadik világban is, ahol igen sok ásványi nyersanyagforrás még feltáratlan. A magyar geofizikusok gondolnak erre, sőt vannak akik már részt is vesznek az elmaradottabb országokban a geofizika tudományág oktatásában és alkalmazásában is. Kialakult országunkban gazdasági szempontból egy borúlátó közhangulat. A műszaki értelmiség ennek elég erős hangot adott még a MTESZ útján is. A magyar geofizikusok társadalmában azonban ez relatíve kevésbé indokolható, mint más műszaki tudományágakban. Eredményes, a hazai geofizikai oktatás és kutatás is, nagyon eredményesek a külföldi kapcsolatok mind tudományos, mind személyes emberi vonatkozásban. Számos hazai pályázat, project eredményesen folyik. Anyagi és erkölcsi elismerést kapunk, külföldi ösztöndíjak, tanulmányutak jelzik a magyar geofizikusok munkáját.

A megnyitó után dr. Meskó Attila emlékezett meg Egyed László professzorról, születésének 75. évfordulója alkalmából, valamint Gadó Károly az elmúlt évben elhunyt dr. Szemerédy Pálnéről.

A közgyűlés ezen szomorú része egy perces néma felállással ért véget, mellyel a múlt évben elhunyt alábbi tagtársainkról emlékeztünk meg:

Bujtor Béla	MEV
Orbán Gábor	SZKFI
dr. Kisházi Péter	MAFI

Dr. Deres János főtitkár beszámolójában nem ismételte a kiadott anyagokat, csak egy-két fontosabb eseményre, valamint néhány főbb egyesületi és szövetségi törekvésre tért ki. Ebből idézünk:

Az elmúlt évben egyre erőteljesebben fogalmazódott meg az igény a politikai és gazdasági változások iránt, fokozódtak az anyagi terhek és nagymértékben változtak azok a körülmények is, amelyek munkánkat, a földtani kutatást és nyersanyagtermelést befolyásolják. Így egyesületünk vezetése is több ízben foglalkozott e tárgykörbe tartozó témákkal. Át kellett gondolnunk és továbbra is napirenden kell tartunk a vitát legfontosabb feladatainkról és az azok megoldására rendelkezésre álló eszközökről.

A Magyar Geofizikusok Egyesülete a geofizika területén dolgozó különböző képzettségű szakemberek szakmai szervezete és a legfontosabb feladata: egyéni és jogi tagjai munkájának megkönnyítése, a közös érdekek szolgálata, az összetartozás érzésének erősítése. Ezen általános célkitűzésekbe beletartozik a „klaszszikus” működésterületen előadások, előadói napok, szűkebb és kiterjedtebb témakörű szakmai-tudományos rendezvények megtartása, szakfolyóiratok ápolása, az ún. engineering munkák (szerződéses megbízások), szakmai és általános információ szolgáltatás, a tágabb szakmapolitikai kérdések megvitatása és továbbítása. Ide tartozónak érezzük még a szakmai érdekvédelem problémakörét is. Már

* A Közgyűlési beszámoló jelentős késéssel került Tisztelt Olvasóink kezébe. Ennek részben lapszerkesztési részben nyomdáváltozással kapcsolatos okai vannak. Szíves elnézésüket kérjük.

a felsorolás is elárulja, milyen sokrétű, színes és könnyen beláthatóan szükséges az egyesületi munka. Ugyanakkor mindig szem előtt kell tartanunk, hogy önkéntes társadalmi szervezet vagyunk, hogy tagjaink tudományos és ipari „termelő” tevékenységüket nem az Egyesületben, hanem a munkaadó vállalatoknál, kutató intézetekben és egyéb intézményekben végzik. A legnagyobb jóindulat sem igazolhatja tehát az illetéktelen beavatkozást, egyéni vagy csoportérdek alapú általánosítását. Ezen alapelvek betartása nem könnyű, állandó önvizsgálatot, a közösségi véleményformálást, a testületi döntéshozatal demokratikus gyakorlását igényli. Bízunk abban, hogy az idén 35 éves Egyesületünk egész működése alatt végig követhető volt ez a törekvés és kevés példa volt található ezen helyes alapelvek megsértésére. Ezért amikor érdekképviseléről beszélünk három egyaránt fontos szintet különböztetünk ugyan meg, de a szinteken tevékenységünk tartalma különböző. Más-más megközelítést igényel az érdekképviselet az országos, a regionális és a vállalati-intézményi szférában. Országos ügyekben arra kell törekednünk, hogy Egyesületünk, (a geofizikusok) esetleges speciális érdekei eljussanak és megjelenjenek a MTESZ különböző felméréseiben, a realitásmiseg társadalmi presztizsének, megbecsülésének növelésére, anyagi, erkölcsi helyzetének és az oktató munka objektív és szubjektív feltételeinek komplex értelemben vett javítására vonatkozó programjában. De országos érdekképviseleti feladatot látunk el akkor is, amikor részletes és pontos adatokat szolgáltatunk a magyar geofizikus szakemberek létszámával és a szükséges utánpótlás mértékével kapcsolatban. Ezen belül megvizsgáltuk a geofizikusi munkakörben dolgozó szakembereket, azok kor és szakma szerinti összetételét és foglalkoztunk a szakemberképzés problémáival. Részletes vizsgálat tárgyát képezte az igényoldal is. A jelenleg geofizikusokat alkalmazó intézmények vezetőivel folytatott megbeszélések alapján összegeztük a szakterület diplomás geofizikusok iránti igényét 1988–2000 között. A földtani kutatás előtt álló feladatok tükrében, ill. a várható gazdasági, tudományos és társadalmi fejlődéssel összefüggésben megvizsgáltuk, milyen mértékben célszerű a szakemberképzés területén a jelenlegi igényeken alapuló előrejelzést korrigálni.

A munkát az MTA kezdeményezte, Egyesületünk a felmérésre a Központi Földtani Hivataltól kapott megbízást. Azonos célú vizsgálatot végzett a geológusokra vonatkozóan a Magyarhoni Földtani Társulat. Ugy vélem, hogy miután legutóbbi közgyűlésünkön már esett szó az addig végzett munkáról, általános érdeklődésre tarthat számot a következő összegző vélemény: a geofizikusok szerepe a földtani kutatáson belül a következő években előreláthatólag nőni fog. A kutatásra fordítható pénzügyi források nem bővülnek a várhatóan növekvő feladatokkal arányosan. Ez a kutatástervezést arra fogja szorítani, hogy a földtani információ mennyiségi szinttartása, illetve növelése érdekében nagyobb volumenű terepi geofizikai mérést rendeljen.

Jelenleg csak alig használjuk ki a bányabeli geofizikában rejlő lehetőségeket. Pedig a geofizikának ezen ága nagyban hozzájárulhat a bányászat munka- és termelésbiztonsági kérdéseinek megoldásához.

A szénhidrogénkutatás geofizika iránti igénye már ma is az összes nyersanyag között a legjelentősebb és ez csak növekedni fog a jövőben: a még feltáratlan szerkezetek mind nehezebben kimutathatók lesznek, megtalálásukhoz jelentősen nagyobb és jobb minőségű geofizikai információmennyiség szükséges.

Várható, hogy a geofizika iránti igény új területeken is jelentkezni fog (környezetvédelem, árvízvédelem stb.).

Jelentősége miatt röviden szólt egyesületünk szakértői, szaktanácsadói és megbízásos munkáiról.

A megbízásos munkák rendjét részletes belső utasításban szabályoztuk (mellékleteivel 28 oldal). Kialakítottuk a most már államilag is elismert geofizikus szakértők rendszerét, a névjegyzékbe történő felvétel feltételeit, a szerződéses munka vállalásának ügymenetét, szabályoztuk a jogköröket, a díjazás kérdéseit. Szakértői névjegyzékünkben jelenleg 156 szakember szerepel. 1988-ban összesen 22 szerződés alapján folyt munka, melyből bevételünk több, mint 8 millió forint volt. 92 egyesületi szakértő, 12 más jogosítvánnyal rendelkező, ill. 66 szakértői jogosítvánnyal nem rendelkező személy részére összesen több, mint 3,5 millió forint munkabért (szakértői díjat, honoráriumot) folyósítottunk. A megbízásos munkáknak köszönhető, hogy Egyesületünk 1988-ban nyereséges lett. Erről azonban Ujjfalussy Antal, az Ellenőrző Bizottság vezetője részletesebb adatokkal szolgál. Azonban meg kell említeni, hogy az Egyesület anyagi alapjainak szerződéses munkákkal való előteremtése nagyon ingatag lábakon áll. Politikai, gazdasági változások, mint pl. engineering cégek létrejötte, vagy a megbízók érdekltségének változása, a közvetlen megbízások lehetőségének megteremtése stb. máról holnapra alapvető változásokat hozhatnak.

Hasonló félelmei több MTESZ egyesületünkben vannak, ezért a Bolyai János Matematikai Társulat elnökének és titkárnak kezdeményezésére a természettudományi egyesületek elnökei és főtíkárai két ízben értekezletet tartottak közös gondjaik megbeszélésére. 14 egyesület képviselői ecsetelték munkájuk akadályait, melyek elsősorban anyagi jellegűek. Alapjában kifogásolták a MTESZ jelenlegi gazdasági rendjét és felvázolták ennek negatív következményeit. A második ilyen jellegű tanácskozáson részt vett a MTESZ alelnöke, főtíkára és a gazdasági főtíkárhelyettes is. Itt felvázoltak egy tervet, ez azonban nem talált általános helyeslésre. E témakörben további intenzív munkára lesz szükség a közeljövőben.

A múlt évben kismértékben (3%-kal) tovább nőtt Egyesületünk taglétszáma. A MGE-nek jelenleg 797 tagja van. Múlt évi közgyűlésünket és a baráti vacsorát a Gellért Szállóban március 18-án tartottuk.

A következő nagyrendezvényünk az Ifjúsági Ankét volt, melyet március 25–26-án Balatonszemesen rendeztünk 108 fiatal részvételével. A fórum jellegű találkozón 7 aktuális előadás hangzott el. Kiemelem ezek közül dr. Dank Viktor, a KFH elnökének elemzését a hazai nyersanyagbányászat helyzetéről és perspektíváiról, dr. Müller Pál, az ELGI igazgatójának ismertetését intézménye feladatairól, valamint dr. Kókai János, az OKGT főgeológusa beszámolóját a világbanki hitel felhasználásáról. Fiataljaink nagy érdeklődés-

sel kísérték dr. Gönczi János előadását a fiatal tudományos és műszaki értelmiség helyzetéről. Az előadást a késő estébe elnyúló vita követte.

Sikeresen értékeltük a május végén, Szolnokon megrendezett Vándorgyűlést, és a hozzá tartozó műszer és módszer bemutatót. Az érdekes előadások és a résztvevők magas száma (171 fő regisztrált) indokolták volna egy gyűjteményes kötet kiadását, de az előadások megjelentetésre alkalmas formában történő összegyűjtése nem járt eredménnyel, kár érte.

Bár évről-évre megállapítjuk, hogy a geofizikai szimpózium nem elég magas színvonalú, a résztvevők száma viszonylag magas, a nem társrendező országok érdeklődése fokozódik. Majd minden 5. regisztrált ez utóbbi országokból érkezett. Elsősorban a magyar geofizika eredményes kapcsolatépítési gyakorlatának tulajdonítják, hogy az európai és az USA geofizikai társaságai hivatalosan képviseltetik magukat. A 86 előadásból 7-et tartottak nyugati szakemberek, a műszerkiállításon 13 országból 20 cég vett részt.

Előretekintve már az ezévi eseményekre megemlítette, hogy az idei — Budapesten rendezendő — szimpóziumra a korábbiaknál lényegesen nagyobb amerikai delegáció várható. A SEG vezetőivel megegyezés jött létre, hogy a rendezvényről részletes ismertetést közölnek folytatásokban és segítséget nyújtanak a részvétel megszervezésében. Majd így folytatta:

Szaksztyáink előadóiéseiken aktuális témákról hangzottak el ismertetések. Nagyobb rendezvénynek számít a Mélyfúrási Geofizikai Szaksztyá, az Oktatási Bizottság és az MTA Geofizikai Tudományos Bizottság Mélyfúrási Geofizikai Albizottsága által Siófokon közösen rendezett 3 napos rezervoár geológiai-geofizikai tudományos szeminárium. A magas szintű előadássorozaton 102 fő vett részt. Hasonlóan a tavalyi évhez idén is problémát okoz az előadások gyűjteményes kötetének kiadása.

A múlt évben 9 alapító taggal létrehozták az SPWLA budapesti csoportját, amely munkáját megkezdte. Reméljük, hogy a csoport hasznosan segíti a szaksztyá munkáját és lehetővé válik az 1990—1991-es európai SPWLA szimpózium budapesti megszervezése is.

A területi csoportok tevékenysége ebben az évben kissé szűkült. A fokozódó munkahelyi terhelés csökkentette a társadalmi munkára fordítható időt. Jellemző, hogy a csoportok tevékenysége szorosan kapcsolódik az egyesület vagy egyes bizottságaik, szaksztyáik tevékenységéhez. Kitűnő munkát végeztek az Alföldi csoport tagjai a XVII. Geofizikai Vándorgyűlés megszervezésével, az Északmagyarországi csoport tagjai a decemberi Országos Elnökségi ülés, valamint társelmőkünk, Csókás professzor úr 70. születésnapja alkalmából rendezett köszöntés és előadói ülés előkészítésével. Ahol kevesebb volt a központi rendezvény, mint pl. a Mecseki, Soproni és Zala megyei csoportnál, ott több helyi témával foglalkoztak, továbbképző kurzusokat, tanulmányi kirándulásokat szerveztek.

Tartalmas aktív munkát végzett több bizottságunk is. Felélénkült a Tudománytörténeti Bizottság tevé-

kenysége. Egyéb, nagy jelentőségű témák ápolásán túl az Oktatási Bizottság megjelentette az 1987-ben, Siófokon tartott elektrokarotázs szeminárium előadásait. A kötet kiadását a múlt évi közgyűlésen vitatták meg és Füredi Károly főtktár helyettes által felajánlott pénzügyi támogatás által sikerült megoldani.

A téma aktualitásának megfelelően élénk volt a Bányageofizikai Bizottság programja. Tavaly két bányageofizikai ankétot szerveztek, Salgótarjánban és Dorogon. Célkitűzésük, hogy a gazdaságosabb termelés iránti igény a geofizika szerepének növelését eredményezze. A múlt évben munkát adtak a Fegyelmi Bizottságnak. Az egyesület képviselőtét érintő kérdésekről, az aláírási jogról és az egyesületi vélemény kialakításának és tolmácsolásának problémájáról tárgyaltak.

Beindult a munka és a tagság részletes ismertetést kapott már a nagyrendezvényekről. Egy hét múlva tartjuk Siófokon az Ifjú Szakemberek Ankétját, elpostáztuk a tájékoztatót az idén a Magyarhoni Földtani Társulattal közösen rendezendő soproni Vándorgyűlésre is. (Május 19—20.) Nagy erővel folyik a szeptemberi szimpózium szervezése, s szaksztyáinkban, bizottságainkban is zajlik az élet.

Új vonás idei munkánkban és igazi egyesületi összefogást igényel a geofizika szerepe a környezetvédelemben tárgyú felmérés, amely szándékaink szerint kiterjedne a lehetséges geofizikai módszerek, az ezen területen dolgozó geofizikusok (és intézmények) és a lehetséges feladatok számbavételére. Pozitívan és cselekvőkészen szeretnénk válaszolni a már eddig érkezett megkeresésekre és kezdeményezően szeretnénk fellépni azokon a területeken, ahol a geofizika környezetvédelmi témákban eredményesen használható lenne, de alkalmazása késik. Elnökségünk azt javasolta, hogy a tárgykörben ez év végén ankétot számoljanak be a végzett munkáról.

Nemzetközi kapcsolataink ápolásában nehézségeket okoz, hogy Egyesületünk által megtermelt deviza, jogszabály által szabályozott hányadához késedelmesen, ill. a MTESZ által korlátozott módon juthatunk csak hozzá. Mindent elkövetünk azonban, hogy minél több tagtársunk juthasson el az EAEG Nyugat-Berlinben tartandó konferenciájára, az EGS, valamint a SPWLA idei rendezvényeire. A kiutazásoknál a vállalati javaslatok alapján az Ügyvezető Elnökség dönt.

Ezután Ujfalu Antal tartotta meg az Ellenőrző Bizottság beszámolóját. Az alábbiakat mondotta:

Az 1987. évről készített beszámolót azzal zártam, hogy az Egyesület 1987. évi tevékenysége mind szakmai, mind pénzügyi szempontból pozitív volt, annak ellenére, hogy nehéz évet zártunk, de talán könnyebbet, mint a következő lesz. Örömmel jelentem be, hogy pénzügyi szempontból a jóslat nem vált be, mert az Egyesület gazdálkodásában 1988. év pozitív mérleget mutat, állami támogatásra nem szorult, legalábbis ebben az esztendőben önfinanszírozóvá vált.

Az Egyesület vezetése, tagsága nem csupán a megújulás annyira divatos retorikáját, hanem abból adódó lehetőségekkel élést, és cselekvést választotta.

Egyesületünk pénzügyi forgalma a következőképpen alakult:

Bevétel: 12 698 581,20 Ft

Kiadás: 11 118 850,92 Ft

Egyenleg: 1 579 730,28 Ft

Részletezve az 1988. esztendőt:

Bevételek:

Egyéni tagdíj: 84 130 Ft

Jogi tagdíj: 187 200 Ft

Térítések:

Rendezvényekből: 2 060 416 Ft

Tanfolyamokból: 360 000 Ft

Megb. munkákból: 8 364 897,20 Ft

Egyéb bevételek:

(utazási forint befizetés,
vállalati befizetés, szakértői
díjak)

1 641 938 Ft

Összesen:

12 698 581,20 Ft

Kiadások:

Rendezvény ráfordítás: 1 633 029,60 Ft

Tanfolyami ráfordítás: 267 893 Ft

Megb. munkákra ráford.: 5 883 196,50 Ft

Működési költség: 3 334 731,82 Ft

(ebből utazási ktg.): 1 326 763,30 Ft

Összesen:

11 118 850,92 Ft

A rendezvények, tanfolyamok és megbízásos munkák kiadásai már tartalmazzák a MTESZ-nek kifizetett rezsi %-okat is. A működési költségben benne foglaltatik az ÁFA összege is, ami valójában eredményt csökkentő tétel.

Két tényezőt emelt ki a másfélmillió eredmény létrehozásában. Az egyik a jogi tagdíjak szerény emelkedése, a másik a megbízásos munkák összege. Ez utóbbi világosan bizonyítja, hogy mekkora szellemi erőtartalmúak, szellemi kincsek vannak a Magyar Geofizikusok Egyesületébe tömörült szakemberekben, akik ezt a magyar gazdaság és az Egyesület javára fordíthatták. Azok a vállalatok, amelyek ezeket a megbízásokat adták, munkabizottságokat hoztak létre, tapasztalt szakemberekkel, magas színvonalú munkával.

A szellemi munkák vizsgálatok, kutatási eredmények gazdasági hasznossága nyilvánvaló volt, már csak azért is, mivel az eredményeket az MGE által megbízott, ugyancsak jó szakemberekből álló zsűri bírálta felül. Ez az eredményes munka csak egy jól összehangolt egyesületben volt lehetséges, hiszen a MTESZ tervében 1991. évet határozták meg, amikor a tag egyesületeknek önfinanszírozóvá kell válniuk.

Befejezésül elmondotta, hogy az Egyesület rendezvény-szervező bizottságának működése profi szintűnek mondható, ami nemcsak az emlékeztetés EAEG nagyrendezvényünk eredményességében mutatkozott meg, hanem mind a mai napig is.

A beszámoló után a közgyűlés egyhangúan elfogadta a főtítkárnak a Fegyelmi Bizottság új összetételére vonatkozó javaslatát. Eszerint a bizottság rendes tagja lett Kónya Albert és Marti-necz Sándor, az új póttagok Szendrő Dénes és Szilágyi Lajos.

Ezután hozzászólások következtek. Elsőként dr. Varga Péter, a KFH nevében köszöntötte az

Egyesületet és a résztvevőket. Elemezte a geofizika területén tevékenykedők számára, szakosodására és kor szerinti megoszlására vonatkozó eredményeket, hazai és nemzetközi vonatkozásban. Megállapította, hogy a probléma sokparaméteres és a geofizikusok iránti igény függ az ország ásványi nyersanyagokkal és energiahordozókkal való ellátottságától, a gazdasági helyzettől, a geológia bonyolultságától, a különböző kutatási tervektől és trendektől. Szerepet kell játszania a geofizikusoknak a földtani kutatáson kívüli területeken például a környezetvédelemben, agrogeológiában.

A kérdéshez hozzátartozva dr. Meskó Attila, az ELTE Geofizikai Tanszékének vezetője elmondta, hogy a geofizikus képzésre nagy szükség lesz, nemcsak a környezetvédelemben és a földtani kutatásban, hanem olyan területeken is amelyeket még nem lehet látni. A geofizikust valahogy definiálni kellene. Ha a geofizikus olyan szakember akinek megvan a földtani alapismeret tömege, amit a geológia lényeges diszciplínái adnak, ásványtan, kőzettan, geokémia, szerkezeti földtan, szedimentológia, elképzelés a legfontosabb anyagok kialakulásáról, valamint képe van arról, hogy milyen mérésekkel lehet megállapítani a kőzetek paramétereit és egy olyan apparátus birtokába tud jutni, amely az adatok feldolgozását, sokoldalú értelmezését segíti, akkor nagyon tág körben hasznosítható szakember lesz.

Konkrétan senki sem dolgozta ki, hogy hogyan áramlik porózus közegben a víz. Igazából nincs kidolgozva az, hogy egy karsztvíz, ha kitermelik valahonnan hova, hogyan pótlódik és mennyi ideig tart ez. Ha kitermelnek geotermikus energia céljából vizet, az mennyi idő alatt fog elfogyni, hogyan fog lehűlni. Nincsen kidolgozva az sem, hogy az aerosollokkal mi történik. Azt mindenki tudja, hogy a levegő elég hamar megtisztul. A víz lassan, de kitisztul, a föld azonban nem tisztul ki. Ezért fontos, hogy hová teszik a vegyi anyagokat, a radioaktivitású anyagokat. Erre Magyarországon kevés szakember van, de a világban sincsen sok. Tehát nagy szükség van geofizikusokra. Ha a geofizikusok felvállalják a környezetvédelmet, akkor sokkal több szakemberre lesz szükség.

Dr. Füredi Károly MTESZ főtítkárhelyettes hozzászólásában a szövetség és az egyesületek jelenlegi és jövőbeli működőképességéről, az állami támogatás csökkenéséről és az önállósági kényszer-ről beszélt.

Beszélt az egyesületeket kedvezően érintő új deviza szabályozásról, végül az egyesület által elért tiszteletreméltó gazdasági eredményt méltatta.

Nagy Zoltán egyesületi titkár a sajnálatosan állandóvá vált témával, az ifjúság passzivitásával foglalkozott, erőfeszítésekre ösztönözve az egyesületet.

Utolsó hozzászólóként Lakatos Sándor aktuális környezetvédelmi kérdésekről és problémákról beszélt. Tiszántúlon a felszíni rétegek elgázosodnak, az ország különböző helyein a felszíni vizek vegyileg szennyeződnek. Mintegy 80 ezer fűrésszel átfúrták a különböző vízádó, vízvezető rétegeket,

Az összevont szám ára: 65,— Ft